DER EINFLUSS DER RICHTUNG DES ERDMAGNETFELDES AUF DAS VERHALTEN DER F2-SCHICHT DER IONOSPHÄRE IN MITTLEREN BREITEN

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August Universität zu Göttingen

vorgelegt von

Götz-Peter Bothe
aus Schwientochlowitz

Göttingen 1974

Fotodruck: ANDREAS FUNKE, Offsetdruck
34 Göttingen . Wendenstraße 5b

DER EINFLUSS DER RICHTUNG DES ERDMAGNETFELDES AUF DAS VERHALTEN DER F2-SCHICHT DER IONOSPHÄRE IN MITTLEREN BREITEN

Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Georg-August Universität zu Göttingen

vorgelegt von

Götz-Peter Bothe
aus Schwientochlowitz

GÖTTINGEN 1974

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

D 7

Referent : Prof. Dr. W. Dieminger

Korreferent : Prof. Dr. M. Siebert

Tag der mündlichen Prüfung: 31. Oktober 1974

I N H A L T

Seite

1. EINLEITUNG..... 1

2. PROBLEMSTELLUNG DER ARBEIT..... 3

3. AUFSTELLUNG DER ZU LÖSENDEN GLEICHUNGEN..... 6

3.1 Definitionen und Annahmen..... 7

3.2 Das Neutralgasmodell..... 10

3.3 Die Kontinuitätsgleichung des Ionengases..... 13

3.4 Die Bewegungsgleichungen des Plasmas..... 17

4. NUMERISCHE LÖSUNG DER DIFFERENTIALGLEICHUNGSSYSTEME..... 22

4.1 Das Lösungsverfahren..... 23

4.2 Die Randbedingungen und Anfangsprofile..... 25

5. ERGEBNISSE UND SCHLUSSFOLGERUNGEN..... 27

5.1 Der Sonnenaufgangs- und Sonnenuntergangseffekt in der F2-Schicht..... 28

5.11 Der Einfluß der Diffusion auf die Elektronendichte in festen Höhen..... 31

5.12 Der Einfluß der Neutralgasbewegungen auf die Elektronendichte in festen Höhen..... 40

5.13 Ein Vergleich von Diffusion und Neutralgasbewegungen in ihrem Einfluß auf das gesamte F2-Schichtprofil..... 46

5.2 Der Deklinationseffekt der F2-Schicht..... 52

5.21 Das Verhalten des F2-Maximums..... 53

5.22 Der Einfluß auf die Schichtform..... 60

6. ZUSAMMENFASSUNG..... 66

7. LITERATURVERZEICHNIS..... 71

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41534922_0025

1. EINLEITUNG

Die intensive Strahlung der Sonne bewirkt eine teilweise Ionisierung der oberen Erdatmosphäre. Es handelt sich dort also um ein schwach ionisiertes Plasma, in dem photochemische, chemische und dynamische Prozesse miteinander im Gleichgewicht stehen. Die relative Bedeutung dieser Prozesse hängt vor allem für die ionisierte Komponente des Plasmas stark von der Höhe ab. Während in der unteren Ionosphäre, in der sogenannten D- und E-Schicht also, Produktions- und Verlustprozesse dominieren, wächst mit zunehmender Höhe die Bedeutung der Transportprozesse. Da nach oben aber die Dichte des Neutralgases und somit die Anzahl der Stöße zwischen ionisierten und neutralen Teilchen abnimmt, wird in der F-Schicht der Ionosphäre der Einfluß des Magnetfeldes der Erde auf das dynamische Verhalten des Ionen- und Elektronengases mit wachsender Höhe immer stärker. Dieser Einfluß beruht auf der Wirkung der Lorentzkraft, durch die geladene Teilchen senkrecht zu Magnetfeld und Teilchengeschwindigkeit abgelenkt werden. In der Höhe der F2-Schicht verhalten sie sich daher wie ein im Magnetfeld eingefrorenes Plasma.

Da die Elektronen- und Ionendichten in der F2-Schicht in großem Maße durch Bewegungsvorgänge bestimmt werden, ist zu erwarten, daß diese Dichten auch vom Erdmagnetfeld abhängen. In der Tat beobachteten mit Hilfe von Echolotungsverfahren bereits Ranzi (1939), Burkard (1941) sowie Maeda, Uyeda und Sinkawa (1942) unabhängig voneinander, daß sich die sogenannte Grenzfrequenz foF2 für vergleichbare Tageszeiten längs eines Breitenkreises ändert, und nahmen als eventuelle Ursache dafür den Einfluß des Magnetfeldes an. Aus foF2 läßt sich direkt die maximale Elektronendichte in der F2-Schicht bestimmen. Spezielle Untersuchungen

von Appleton (1946) und Bailey (1948) zeigten dann, daß ein enger Zusammenhang zwischen foF2 und der Inklination des Magnetfeldes besteht. Die Abhängigkeit der tageszeitlichen Variation der F2-Grenzfrequenz von der Deklination des Magnetfeldes konnte von Eyfrig (1962, 1963a, b und 1964) nachgewiesen werden. So stellte er fest, daß sich die Tagesgänge von foF2 an Stationen mit gleicher geographischer Breite, gleicher erdmagnetischer Inklination jedoch verschiedener Deklination sowohl in der Amplitude als auch in der Phase unterscheiden. Die mittäglichen Grenzfrequenzen sind nämlich auf der Nordhalbkugel an Orten mit östlicher Deklination höher als an Orten mit westlicher Deklination. Die nächtlichen Grenzfrequenzen dagegen sind an Orten mit westlicher Deklination höher. Auf der Südhalbkugel kehren sich die Verhältnisse um, so daß selbst während der Äquinoktien, wenn die Sonne also über dem Äquator steht, Stationen an erdmagnetisch konjugierten Punkten durchaus unterschiedliches Verhalten zeigen (Rastogi, 1960).

Goldberg (1966) versuchte diesen Effekt theoretisch nachzuvollziehen, indem er vorschlug, die Kontinuitätsgleichung für das Ionengas dreidimensional zu lösen, da dann der Deklinationswinkel D auch in die Lösungen eingeht. Das hat vor allem bei Sonnenaufgang und Sonnenuntergang Konsequenzen, auf die das folgende Kapitel ausführlicher eingeht. Kohl, King und Eccles (1969) deuteten dagegen den Deklinationseffekt der F2-Schicht als Folge des Windes in der Thermosphäre. Sie zeigten, daß die Neutralgaswinde die Ursache für Auf- und Abwärtsbewegungen der Ionisation sind und daß die Deklination des Magnetfeldes zu deutlichen Phasenverschiebungen dieser Vertikalbewegung führt.

Die vorliegende Arbeit nun dient zunächst einmal der quantitativen Untersuchung des Lösungsvorschlages von Goldberg mit ausführlicher

Diskussion der Vorgänge bei Sonnenaufgang und Sonnenuntergang. Daran schließt sich ein Vergleich der beiden konkurrierenden Deutungsmöglichkeiten des Deklinationseffektes der F2-Schicht an. Das Ziel dieser Gegenüberstellung ist die Entscheidung darüber, ob sich die Ursachen des Deklinationseffektes auf beide oder nur auf eine von beiden Vorstellungen zurückführen lassen. Die berechneten Ergebnisse werden dabei jeweils mit experimentell ermittelten Daten verglichen.

2. PROBLEMSTELLUNG DER ARBEIT

Werden freie elektrisch geladene Teilchen im Magnetfeld bewegt, so führen sie unter dem Einfluß von Lorentz- und Zentrifugalkräften sogenannte Gyrationsbewegungen um die Magnetfeldlinien aus, d.h. ihre Bewegungen werden vom Magnetfeld gesteuert. In der Ionosphäre übernimmt diese Aufgabe das Magnetfeld der Erde, allerdings können dort die Gyrationsbewegungen durch Kollisionen mit neutralen Teilchen verhindert werden. Daher ist die Bindung der ionisierten Teilchen an die Magnetfeldlinien in der höheren Ionosphäre weitaus stärker als in der unteren, da mit zunehmender Höhe mit der Dichte auch die Anzahl der Stöße im Zeitmittel abnimmt. Makroskopisch bewegen sich die Ionen und Elektronen dann nur noch längs der Magnetfeldlinien.

Die Elektronendichte in einem zu betrachtenden Punkt der F-Schicht ist also bestimmt durch die Produktion, den Verlust und den Transport von Elektronen längs der durch diesen Punkt gehenden Feldlinie. Will man ein Höhenprofil der Elektronendichte berechnen, so muß man also eine Schar von Lösungen längs erdmagnetischer Feldlinien gewinnen. Diese Situation ist - wie wir im folgenden Kapitel noch sehen werden - in Abbildung 1 veranschaulicht. Die Elektronendichtevertei-

lung entlang einer Feldlinie ist jeweils unabhängig von der Verteilung entlang einer anderen Feldlinie.

Nun kann die neutrale Atmosphäre als horizontal geschichtet angenommen werden, so daß horizontale Gradienten klein sind gegenüber vertikalen. Das bedeutet aber, daß die Dichten der durch solare Strahlung entstandenen ionisierten Teilchen in konstanten Höhen über große Bereiche nur unwesentlich variieren. Daher können auch die makroskopischen Bewegungen der elektrisch geladenen Teilchen örtlich als Vertikalbewegungen der gesamten Plasmaschicht gedeutet werden. Aus diesem Grunde wird zur Berechnung von Höhenprofilen der Elektronendichte über einem Ort in mittleren geographischen Breiten üblicherweise das Differentialgleichungssystem, mit dem das Verhalten der Ionosphäre beschrieben werden kann, der Einfachheit halber entlang der Vertikalen über diesem Ort integriert. Es handelt sich dabei also genaugenommen um eine zeitabhängige eindimensionale Lösung. Wenn darüber hinaus aber angenommen wird, daß auf der Vertikalen die zeitlichen Änderungen in der F-Schicht ungefähr in der Größenordnung von einem Tag liegen, so daß sich die Höhenverteilung der Dichte und Temperatur alle 24 Stunden wiederholt, so entspricht die Abhängigkeit dieser Verteilung von der Ortszeit der Abhängigkeit von der geographischen Länge, und die Lösungen können als zweidimensional angesehen werden.

Problematisch könnte die Integration entlang der Vertikalen allerdings bei Sonnenaufgang und Sonnenuntergang sein, da dann das Einsetzen bzw. Unterbleiben der Ionisation entlang einiger Feldlinien, die die Vertikale schneiden, durchaus zu einem anderen Zeitpunkt erfolgen kann als auf der Vertikalen. Durch Diffusion und andere Transportprozesse gelangen in dem einen Fall ionisierte Teilchen an Orte,

an denen der Einfluß der Sonne noch nicht oder nicht mehr spürbar ist, und bewirken dort eine Erhöhung der Ionendichte, während dies im anderen Fall ausbleibt.

Dieser Effekt - wir wollen ihn im folgenden mit "Sonnenaufgangs- und Sonnenuntergangseffekt" bezeichnen - wird also in den Berechnungen nur dann berücksichtigt, wenn längs den entsprechenden Feldlinien integriert wird. Eine solche Integration führt mit der Annahme, daß die Feldlinien in dem zu betrachtenden Höhenbereich wie parallele Geraden verlaufen, wiederum zu zweidimensionalen Lösungen auf den Feldlinien, bei gleichzeitiger Integration über mehrere Feldlinien aber zu einer quasi-dreidimensionalen Lösung entlang der Vertikalen. Goldberg (1965, 1966) benutzte in seinen theoretischen Überlegungen orthogonale sphärische Polarkoordinaten, mit deren Hilfe er das oben erwähnte Differentialgleichungssystem in dreidimensionaler Form löste. Dieses Lösungsverfahren erfordert einen weitaus größeren mathematischen Aufwand als die Integration entlang einiger paralleler Feldlinien, führt aber letztlich in bezug auf den oben beschriebenen Sonnenaufgangs- und Sonnenuntergangseffekt zu den gleichen Ergebnissen. In dieser Arbeit wird daher die quasi-dreidimensionale Lösungsmethode benutzt, die im anschließenden Kapitel noch genauer beschrieben wird.

Das auf diese Weise ermittelte Höhenprofil der Elektronendichte in der F2-Schicht wird dann mit dem durch Integration entlang der Vertikalen berechneten Profil verglichen, um festzustellen, welche ionosphärischen Parameter durch den Sonnenaufgangs- und Sonnenuntergangseffekt Differenzen aufweisen, wie groß diese Differenzen sind und welchen Einfluß sie auf die tageszeitlichen Variationen der Parameter haben. Dies führt insbesondere zu der Frage, ob die so ermittel-

ten Abweichungen in der Elektronendichte ausreichen, um den von Eyfrig (1962, 1963a, b und 1964) beobachteten Deklinationseffekt der F2-Schicht zu erklären. Das würde nämlich bedeuten, daß als Ursachen des Deklinationseffektes nicht allein Neutralgaswinde (Kohl, King und Eccles, 1969) sondern auch Diffusionsprozesse in Frage kämen, und der Effekt allenfalls als Resultat des Zusammenwirkens beider Transportprozesse anzusehen wäre.

3. AUFSTELLUNG DER ZU LÖSENDEN GLEICHUNGEN

Ausgehend von einem Modell der neutralen Atmosphäre kann das dynamische Verhalten des schwach ionisierten Plasmas, mit dem wir es zu tun haben, durch das bereits erwähnte System von Differentialgleichungen beschrieben werden. Dies sind in der Regel die Bewegungsgleichungen für das Neutralgas und das Ionengas und die Kontinuitätsgleichungen für das Ionengas. Wärmeleitungsgleichungen werden in dieser Arbeit außer Acht gelassen, da das Neutralgasmodell die Temperatur des Neutralgases direkt und die Temperaturen des Ionengases über einfache Umrechnungen liefert.

Im Hinblick auf Rechenzeit und Kernspeicherbedarf ist es notwendig, die Anzahl der Magnetfeldlinien, für die Elektronendichte-Profile numerisch berechnet werden sollen, auf elf zu beschränken. Die Vergleichsrechnung entlang der Vertikalen eingeschlossen, muß also für jeden Zeitpunkt das komplette Differentialgleichungssystem zwölfmal gelöst werden. Um zur Lösung dieses Problems möglichst sinnvolle Randbedingungen benutzen zu können, werden die Berechnungen für einen Höhenbereich von 125 bis 700 km durchgeführt.

3.1 Definitionen und Annahmen

Das kartesische Koordinaten-System wird so gewählt, daß die x-Achse nach Süden, die y-Achse nach Osten und die z-Achse vertikal nach oben zeigen.

Unter der Voraussetzung, daß die Feldlinien des Magnetfeldes der Erde innerhalb des Höhenbereiches, für den die Berechnungen durchgeführt werden, parallel verlaufen, ergeben sich für die geomagnetische Induktion $\underline{B}$ die Komponenten $\underline{B}$ = (-BcosIcosD,BcosIsinD,-BsinI).

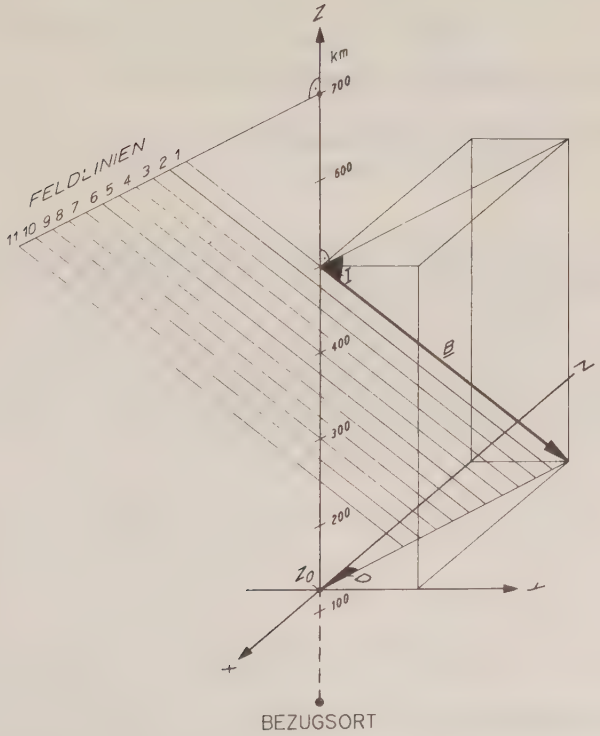

Abb. 1 Geometrie zur Auswahl der elf Magnetfeldlinien im vorgegebenem Höhenbereich.

I ist die Inklination (positiv in der nördlichen Hemisphäre) und D die Deklination (positiv nach Osten) des Magnetfeldes.

Die elf ausgesuchten Feldlinien liegen zusammen mit dem jeweiligen Ort, dem die Untersuchungen gelten, und der Vertikalen über diesem Ort in einer Ebene und schneiden die Vertikale in 25 km Abstand voneinander. Der so entstandene Höhenbereich von 250 km, in dem alle Schnittpunkte liegen, wird jeweils so gewählt, daß sich das Maximum der F2-Schicht während eines Tagesganges immer innerhalb dieses Bereiches befindet. Zur Kennzeichnung der einzelnen Feldlinien werden diese von 1 bis 11 durchnumeriert, und zwar so, daß Feldlinie 1 den höchsten Schnittpunkt mit der Vertikalen hat (Abb. 1).

Die dem Magnetfeld entgegengesetzte Richtung wird dann mit $\underline{s}$ bezeichnet.

Da horizontale Veränderungen in der Thermosphäre sich hauptsächlich über charakteristische Entfernungen in der Größenordnung von einem Erdradius erstrecken, vertikale aber nur über einige zehn Kilometer, werden die horizontalen Gradienten - außer für den Druck der neutralen Atmosphäre - gleich Null gesetzt, so daß gilt:

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} = 0 \quad \text{und} \quad \Delta = \frac{\partial^2}{\partial z^2} \text{ bzw. } \Delta = \frac{\partial^2}{\partial s^2} . \qquad (1)$$

Die horizontalen Komponenten des elektrischen Feldes $\underline{E}$ werden vernachlässigt, da sie in mittleren geographischen Breiten keine Rolle spielen (Stubbe und Chandra, 1970; Kohl, 1970; Bramley und Rüster, 1971; Rüster, 1971b).

Die Erdbeschleunigung $\underline{g} = (0,0,-g)$ in der Höhe z wird nach folgender Gleichung bestimmt:

$$g(z) = g_0 \cdot \left(\frac{R_E}{R_E+z} \right)^2 , \qquad (2)$$

wobei g_0 die Erdbeschleunigung am Boden und R_E der mittlere Erdradius ist.

Da die beiden wichtigsten F-Schicht-Parameter, nämlich N_mF2 und h_mF2 von molekularen Ionen weitgehend unbeeinflußt bleiben (Bothe, 1971), sind bei den Berechnungen neben den neutralen Teilchen N_2, O_2 und O lediglich O^+-Ionen und Elektronen berücksichtigt. Da überdies die Ionosphäre als elektrisch neutral angenommen wird, entspricht die Elektronendichte N_e der Teilchendichte N der O^+-Ionen.

Die Neutralgastemperatur T_n und die Ionengastemperatur T werden zwar in den Gleichungen spezifiziert, bei der Rechnung jedoch einander gleichgesetzt, da sich T erst von 400 km an aufwärts von T_n merklich unterscheidet (Dalgarno, Mc Elroy und Walker, 1967; Evans, 1968), dort jedoch auf das Verhalten der F-Schicht kaum noch einen Einfluß hat (Stubbe, 1970). Dagegen wird dem im Vergleich zu T_n weit stärker ausgeprägten Tagesgang der Elektronengastemperatur T_e in einfacher Form Rechnung getragen:

$$T_e(z) = T_n(z_0) + \tau \cdot (T_n(z) - T_n(z_0)) \qquad (3)$$

mit z_0 = 125 km und einem höhenunabhängigen Faktor τ als Funktion der Jahres- und der Tageszeit, der von Thomas und Venables (1967) für minimale Sonnenaktivität empirisch bestimmt wurde.

3.2 Das Neutralgasmodell

Bereits 1965 entwickelte Jacchia auf der Grundlage von Satellitenabbremsungsmessungen ein Modell der neutralen Atmosphäre, in dem die Neutralgasdichte und die Temperatur Funktionen des geographischen Orts, der Zeit und der Höhe sind. In den darauffolgenden Jahren erfuhr dieses empirische Modell eine Reihe von Verbesserungen; die vorläufig letzte stammt aus dem Jahr 1971. Im Vergleich zu den veränderten Modellen hat allerdings das aus dem Jahr 1965 den entscheidenden Vorteil, daß sich die Neutralgasdichten bei Vorgabe von Ort, Zeit und Höhe analytisch berechnen lassen, während bei den jüngeren Modellen eine numerische Integration über den gesamten Höhenbereich bis hin zur vorgegebenen Höhe notwendig ist. Bei Berechnungen entlang einer Feldlinie müßte also bei Benutzung eines der neueren Modelle für jeden Punkt auf der Feldlinie eine solche Integration vorgenommen werden. Dies ist letztlich der ausschlaggebende Grund dafür, daß in der vorliegenden Arbeit dem Jacchiaschen Modell aus dem Jahre 1965 der Vorzug gegeben wird, allerdings mit veränderten Randwerten und veränderten Koeffizienten, so daß sich die daraus resultierenden Neutralgastemperaturen nur geringfügig von denen des 71er-Modells unterscheiden.

Dem benutzten Modell liegt die Annahme konstanter Randwerte in z_o = 125 km Höhe zugrunde. So beginnen alle Temperaturprofile mit einem konstanten Wert $T_n(z_o) = 390.4^oK$ und steigen dann für $z > z_o$ exponentiell an, um sich mit zunehmender Höhe asymptotisch der exosphärischen Temperatur T_∞ anzugleichen:

$$T_n(z) = T_\infty - (T_\infty - T_n(z)) \cdot \exp\left[-S(z-z_o)\right] . \qquad (4)$$

T_∞ kann nach dem Formalismus von Jacchia in Abhängigkeit vom solaren 10.7cm-Fluß, von der geomagnetischen Aktivität, von der Jahreszeit, vom Stundenwinkel der Sonne und von der geographischen Breite ermittelt werden. Der höhenunabhängige Faktor S läßt sich nach der folgenden Gleichung bestimmen:

$$S = a + b \cdot T_\infty + c \cdot T_\infty^2, \qquad (5)$$

wobei die Koeffizienten a,b und c konstant sind und aus berechneten Werten für T_n und T_∞ (Jacchia, 1971) ermittelt werden:

$$a = 4.377 \times 10^{-2}\ km^{-1}$$
$$b = -3.277 \times 10^{-5}\ km^{-1}\ {}^oK^{-1}$$
$$c = 9.072 \times 10^{-9}\ km^{-1}\ {}^oK^{-2}$$

Die Abbildung 2 zeigt die gute Übereinstimmung in der Neutralgastemperatur zwischen dem Jacchiaschen Modell von 1971 und dem benutzten

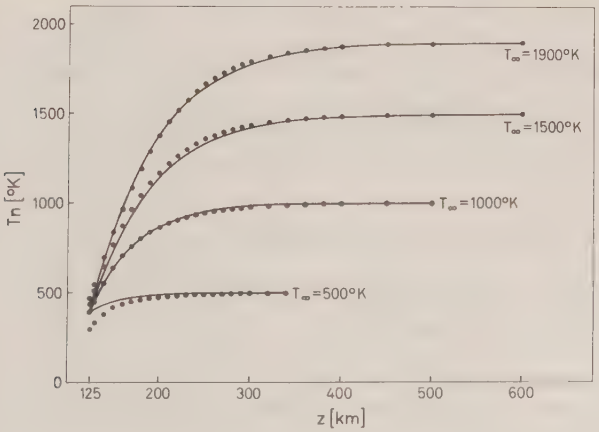

Abb. 2 Vergleich zwischen dem 71er-Atmosphärenmodell von Jacchia (Punkte) und dem in dieser Arbeit benutzten Modell (Linien).

Modell für vier verschiedene exosphärische Temperaturen.

Für die drei Teilchendichten von O, O_2 und N_2 gelte die barometrische Höhenformel

$$n_l(z) = n_l(z_o) \cdot \frac{T_n(z_o)}{T_n(z)} \cdot \exp\left[- \int_{z_o}^{z} \frac{dz'}{H_l(z')} \right], \quad l = 1,2,3 \quad , \qquad (6)$$

wobei für den zeitunabhängigen Randwert $n_l(z_o)$ des jeweiligen l-ten Bestandteils des Neutralgases folgende Werte benutzt werden:

$$n_O\ (125) = 9.51 \times 10^{10}\ cm^{-3},$$
$$n_{O_2}(125) = 2.81 \times 10^{10}\ cm^{-3},$$
$$n_{N_2}(125) = 2.10 \times 10^{11}\ cm^{-3}.$$

Die Skalenhöhe $H_l(z)$ ist definiert als

$$H_l(z) = \frac{k \cdot T_n(z)}{m_l \cdot g(z)} \qquad (7)$$

mit der Masse m_l des betreffenden l-ten neutralen Teilchens und der Boltzmannkonstante k. Mit der Annahme, daß sich g(z) im Höhenbereich von z_o bis z nur wenig ändert und somit $g(z) \approx g(\bar{z})$ mit $\bar{z} = \frac{z_o + z}{2}$ ist (vergl. Gl. (2)), reduziert sich Gl. (6) auf folgende Form:

$$n_l(z) = n_l(z_o) \cdot \frac{T_n(z_o)}{T_n(z)} \cdot \exp\left[- \frac{m_l g(\bar{z})}{k} \cdot \int_{z_o}^{z} \frac{dz'}{T_n(z')} \right]. \qquad (8)$$

Unter Benutzung von Gleichung (4) läßt sich das Integral analytisch lösen. Somit erhalten wir als einfache Gleichung für die Teilchen des Neutralgases

$$n_1(z) = n_1(z_o)\cdot\frac{T_n(z_o)}{T_n(z)}\cdot\exp\left[-\frac{m_1 g(\bar{z})}{k\,T_\infty}\cdot\left(z-z_o+\frac{1}{S}\cdot\ln\frac{T_n(z)}{T_n(z_o)}\right)\right]. \qquad (9)$$

Wie King und Kohl (1965) zeigten, hängt die Bewegung des Neutralgases, die in Abschnitt 3.4 behandelt wird, wesentlich von den horizontalen Gradienten des Gesamtdruckes ab. Der starke Einfluß dieser Gradienten ist auf die täglichen Wärmeschwankungen in der Thermosphäre und damit auf die tageszeitlichen Variationen der Neutralgastemperatur zurückzuführen. Wenn wir davon ausgehen, daß für jedes der drei Neutralgase das ideale Gasgesetz gilt, so lassen sich unter Berücksichtigung der Gleichungen (4), (5) und (9) die horizontalen Druckgradienten wie folgt berechnen (Dickinson und Geisler, 1968):

$$\frac{\partial p_n(z)}{\partial x,y} = \rho_n(z)\cdot g(\bar{z})\cdot\frac{T_n(z)}{T_\infty}\cdot\left(A(z)\frac{\partial}{\partial x,y}\ln T_\infty + B(z)\frac{\partial}{\partial x,y}\ln S\right), \qquad (10)$$

$$\text{mit}\quad A(z) = (z-z_o) - \frac{1}{S}\cdot\left(\frac{T_\infty}{T_n(z)}\cdot\frac{T_n(z)-T_n(z_o)}{T_\infty - T_n(z_o)} - \ln\frac{T_n(z)}{T_n(z_o)}\right) \qquad (10a)$$

$$\text{und}\quad B(z) = \frac{1}{S}\cdot\ln\frac{T_n(z)}{T_n(z_o)} - (z-z_o)\cdot\left(\frac{T_\infty}{T_n(z)} - 1\right), \qquad (10b)$$

wobei $\rho_n(z)$ die Gesamtmassendichte und $p_n(z)$ der Gesamtdruck des Neutralgases in der Höhe z ist.

Mit Hilfe des beschriebenen Modells lassen sich also ohne komplizierte Integration bei Vorgabe von Ort, Zeit und Höhe für jede beliebige Stelle innerhalb des zu untersuchenden Höhenbereichs Temperatur, Dichten und horizontale Druckgradienten des Neutralgases berechnen.

3.3 Die Kontinuitätsgleichung des Ionengases

Wie in Abschnitt 3.1 erwähnt, finden in den Berechnungen neben dem

Neutralgas nur Elektronen und O^+-Ionen ihre Berücksichtigung. Die Höhenverteilung der O^+-Ionenkonzentration läßt sich mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung berechnen, in der die zeitliche Änderung der Ionendichte im Gleichgewicht mit Produktion, Verlust und Transport der O^+-Ionen steht:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = Q - L - \mathrm{div}(N\underline{v}) \; . \qquad (11)$$

Hierin ist Q die Produktionsrate, L die Verlustrate und $\underline{v}$ die Geschwindigkeit der O^+-Ionen.

Die Produktion von O^+-Ionen und Elektronen geschieht hauptsächlich durch Photoionisation von neutralen O-Atomen, hervorgerufen durch Absorption von solarer kurzwelliger UV- und Röntgenstrahlung in der hohen Atmosphäre:

$$O + h\nu \rightarrow O^+ + e^- \; . \qquad (12)$$

Dagegen beruhen die Verlustprozesse auf chemischen Reaktionen zwischen geladenen und neutralen Teilchen, bei denen die Ladung ausgetauscht wird:

$$O^+ + N_2 \rightarrow NO^+ + N \longrightarrow \lambda_1 = 5.0\times10^{-13} \text{(Stubbe, 1969)} \qquad (13a)$$

$$O^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + O \longrightarrow \lambda_2 = 1.6\times10^{-11} \text{(Ferguson u.a., 1965)} \qquad (13b)$$

mit den Reaktionsraten λ in $cm^3\ sec^{-1}$.

Die Photoionisationsrate q wird durch die Theorie der Photoionisation geliefert, die die Abnahme der solaren Strahlung bei ihrem Weg

durch die Atmosphäre behandelt und zu einer Formel führt, in der q eine Funktion der Höhe z, des Zenithwinkels der Sonne χ und der Wellenlänge λ der einfallenden Strahlung ist (z.B. Rishbeth und Gariott, 1969):

$$q(z,\chi,\lambda) = n_0(z)\cdot\int_0^\infty \sigma^i(\lambda)\cdot I_\infty(\lambda)\cdot \exp\left[-\sum_1 \sigma_1{}^a(\lambda)\cdot Ch(x_1,\chi)\cdot\int_z^\infty n_1(z')dz'\right]d\lambda. \quad (14)$$

Darin ist $I_\infty(\lambda)$ der ungeschwächte Photonenfluß vor Eintritt in die Erdatmosphäre, $\sigma^i(\lambda)$ der Ionisationsquerschnitt von O und $\sigma_1{}^a(\lambda)$ der Absorptionsquerschnitt des l-ten neutralen Bestandteils im Wellenlängenintervall λ ... λ+dλ.

Die sogenannte Chapman-Funktion $Ch(x_1,\chi)$ gibt die zusätzliche Absorption der solaren Strahlung bei schrägem Strahlungseinfall an. Für vertikalen Strahlungseinfall (also für $\chi = 0$) ist sie gleich 1 und für $\chi \neq 0$ größer als 1. Sie läßt sich für $\chi \leq 80^0$ durch sec χ ersetzen. Bei Sonnenaufgang und Sonnenuntergang ($\chi > 80^0$) stimmt diese Näherung dann nicht mehr. Außerdem hängt $Ch(x_1,\chi)$ über die Größe x_1 vom Abstand zum Erdmittelpunkt ab, denn

$$x_1 = \frac{R_E+z}{H_1}. \quad (15)$$

Für $\chi > 80^0$ läßt sich $Ch(x_1,\chi)$ allerdings durch folgende Gleichung approximieren (Nicolet, 1945):

$$Ch(x_1,\chi) = \sqrt{\frac{\pi R_E}{2H_1}}\cdot e^{\tau_0}\cdot(1 \pm \mathrm{erf}(\sqrt{\tau_0})) \quad (16)$$

mit $\tau_0 = x_1\cdot(1-\sin\chi)$ und der Errorfunktion erf. Das Pluszeichen in Gleichung (16) steht für $\chi > 90^0$ und das Minuszeichen für $\chi < 90^0$.

Zur numerischen Berechnung von q wird im allgemeinen die Integration durch eine Summation über eine Anzahl von diskreten Wellenbereichen ersetzt, in denen die Parameter σ^i und σ^a nicht allzu sehr variieren. In dieser Arbeit ist das solare Spektrum in $j = 4$ Intervalle aufgeteilt:

Wellenlängenbereich [Å]	30-280	280-370	370-630	630-911
I_∞ $[10^9 cm^{-2} sec^{-1}]$	10.1	10.3	5.3	10.7
$\sigma_O{}^{i,a}$ $[10^{-18} cm^2]$	4.0	10.0	13.0	3.0
$\sigma_{O_2}{}^a$ $[10^{-18} cm^2]$	9.0	21.0	28.0	16.0
$\sigma_{N_2}{}^a$ $[10^{-18} cm^2]$	3.0	8.0	23.0	9.0

Die Wirkungsquerschnitte σ^i und $\sigma_1{}^a$ sind der Arbeit von Hinteregger, Hall und Schmidtke (1965) entnommen und die Werte für den solaren Photonenfluß I_∞ der Arbeit von Hinteregger (1970). Die letzteren werden für mittlere Sonnenaktivität ($F_{10.7} = 144.0 \times 10^{-22} Wm^{-2} Hz^{-1}$) bestimmt. Um sie jedoch auch für andere Sonnenaktivitäten benutzen zu können, werden die experimentellen Fluß-Werte in dieser Arbeit jeweils mit einem Faktor $f = F_{10.7}/144.0 \times 10^{-22}$ multipliziert. Einfache Rechnung ergibt unter Benutzung der Gleichungen (6) und (7)

$$\int_z^\infty n_1(z')dz' \approx n_1(z) \cdot H_1(z), \tag{17}$$

und so erhält Gleichung (13) folgende Form:

$$q(z,\chi) = f \cdot n_O(z) \cdot \sum_{j=1}^{4} \sigma_j{}^i \cdot I_{\infty j} \cdot \exp\left[- \sum_1 \sigma_{1j}{}^a \cdot n_1(z) \cdot H_1(z) \cdot Ch(x_1, \chi) \right]. \tag{18}$$

Damit lauten die Produktions- und Verlustraten für die O^+-Ionen:

$$Q(z) = q(z,\chi) \tag{19}$$

$$L(z) = N(z)\cdot(\lambda_1\cdot n_{N_2}(z)+\lambda_2\cdot n_{O_2}(z)). \tag{20}$$

Der Divergenzterm der Kontinuitätsgleichung (11) repräsentiert die aus Transportvorgängen resultierende Verlustrate pro Einheitsvolumen und Einheitszeit. Mit Transportprozessen sowohl geladener als auch neutraler Teilchen befaßt sich der nächste Abschnitt.

Bei Kenntnis der Bewegung des Ionengases sind mit Gleichung (19) und (20) alle Terme der Kontinuitätsgleichung bekannt. Sie besitzt dann sowohl zeitliche als auch örtliche Ableitungen und läßt sich unter Berücksichtigung von Gleichung (1) in folgender Form schreiben:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = Q - L - \frac{\partial}{\partial t}(Nv_z) \tag{21}$$

für Berechnungen entlang der Vertikalen und

$$\frac{\partial N}{\partial t} = Q - L - \frac{\partial}{\partial s}(Nv_s) \tag{22}$$

für Berechnungen entlang einer Feldlinie.

3.4 Die Bewegungsgleichungen des Plasmas

Bei Vorhandensein eines Magnetfeldes bewegen sich im Allgemeinen neutrale und geladene Teilchen eines Plasmas mit verschiedenen makroskopischen Geschwindigkeiten, vor allem aber in verschiedene Richtungen. Während sich nämlich im ionosphärischen Plasma das Neutralgas

aufgrund der starken Druckgradienten (siehe Abschnitt 3.2) hauptsächlich in horizontaler Richtung bewegt, ist das Ionengas und das Elektronengas in seinen Bewegungen weitgehend an die Richtung des Magnetfeldes gebunden.

Abgesehen von dem auf die starken täglichen Temperaturschwankungen zurückzuführenden Druckgradienten und den Effekten der Viskosität ("innere Reibung") werden die Neutralgaswinde auch durch Gravitation, Corioliskraft und Ionenwiderstand ("äußere Reibung") beeinflußt. Die Berücksichtigung dieser Terme führt mit einigen Näherungen zu folgender Bewegungsgleichung für das Neutralgas (Dougherty, 1961):

$$\rho_n \cdot \frac{d\underline{v}_n}{dt} + NR(\underline{v}_n - \underline{v}) = - \text{grad } p_n + 2\rho_n(\underline{v}_n \times \underline{\Omega}) + \eta \Delta \underline{v}_n + \rho_n \underline{g}. \qquad (23)$$

Dabei wird angenommen, daß sich alle drei Neutralgasbestandteile mit der gleichen Neutralgasgeschwindigkeit $\underline{v}_n$ bewegen. $\underline{\Omega} = (-\Omega\cos\Phi, 0, \Omega\sin\Phi)$ ist die Winkelgeschwindigkeit der Erde in dem benutzten Koordinatensystem und Φ die geographische Breite. Für den Viskositätskoeffizienten η des Neutralgases wurde von Dalgarno und Smith (1962) folgender Wert berechnet:

$$\eta = 3.34 \times 10^{-6} \cdot T_n^{0.71} \text{ g cm}^{-1}\text{sec}^{-1}.$$

Der Koeffizient R der Reibungskraft zwischen den O^+-Ionen und den drei neutralen Teilchensorten ist nach Stubbe (1968)

$$R = \sum_{l=1}^{3} \nu_l \mu_l \qquad (24)$$

mit der reduzierten Masse

$$\mu_l = \frac{m \cdot m_l}{m + m_l} \qquad (25)$$

(m = Masse eines O^+-Ions) und der Stoßfrequenz ν_l zwischen den O^+-Ionen und dem l-ten neutralen Bestandteil

$$\nu_{N_2} = 1.08 \times 10^{-9} \cdot n_{N_2} \quad \text{sec}^{-1} \tag{26a}$$

$$\nu_{O_2} = 1.00 \times 10^{-9} \cdot n_{O_2} \quad \text{sec}^{-1} \tag{26b}$$

$$\nu_O = 1.86 \times 10^{-9} \cdot n_O \, (T_n (1000)^{0.37} \quad \text{sec}^{-1} \, . \tag{26c}$$

Der Ausdruck für die Beschleunigung des Neutralgases ist aus zwei Termen zusammengesetzt:

$$\frac{d\underline{v}_n}{dt} = \frac{\delta \underline{v}_n}{\delta t} + (\underline{v}_n \cdot \underline{\nabla}) \underline{v}_n . \tag{27}$$

Der erste Term ist die partielle Ableitung nach der Zeit und der zweite der sogenannte nichtlineare Term, der in der Zeit vor Sonnenaufgang durchaus von Bedeutung sein kann (Rüster und Dudeney, 1972). Er wird allerdings in der Praxis - so auch hier - gegenüber dem ersten meist vernachlässigt, da er die Behandlung der Differentialgleichungen außerordentlich erschweren würde.

Wenn aufgrund der Annahme (1) eine horizontale Schichtung der Atmosphäre vorausgesetzt wird, so kann die vertikale Windkomponente v_{nz} vernachlässigt werden. Somit bewegt sich das Neutralgas nur in horizontaler Richtung.

Aus Gleichung (23) ergeben sich dann für die Horizontalkomponenten des Neutralgaswindes folgende skalare Gleichungen:

$$\frac{\partial v_{nx}}{\partial t} = \frac{\eta}{\rho_n}\frac{\partial^2 v_{nx}}{\partial z^2} - \frac{NR}{\rho_n}(v_{nx}-v_x) + 2\Omega\sin\varphi\, v_{ny} - \frac{1}{\rho_n}\frac{\partial p_n}{\partial x} \qquad (28a)$$

$$\frac{\partial v_{ny}}{\partial t} = \frac{\eta}{\rho_n}\frac{\partial^2 v_{ny}}{\partial z^2} - \frac{NR}{\rho_n}(v_{ny}-v_y) - 2\Omega\sin\varphi\, v_{nx} - \frac{1}{\rho_n}\frac{\partial p_n}{\partial y} \qquad (28b)$$

Auf die Bewegungen der ionisierten Teilchen üben - wie bereits erwähnt - zusätzlich noch die elektromagnetischen Kräfte einen entscheidenden Einfluß aus. Dagegen kann die Corioliskraft und aufgrund der zu geringen Dichte auch die innere Reibung vernachlässigt werden. Außerdem ist der Beschleunigungsterm klein gegenüber der Reibung mit dem Neutralgas, so daß sich nach Dougherty (1961) für die O^+-Ionen folgende Bewegungsgleichung ergibt:

$$NR(\underline{v}-\underline{v}_n) = -\, k\cdot\mathrm{grad}(NT) + N\cdot m\cdot\underline{g} + eN(\underline{E} + \underline{v}\times\underline{B})\ . \qquad (29)$$

Die Bedingung, daß die Stoßfrequenz ν_1 zwischen O^+-Ionen und neutralen Teilchen gegenüber der sogenannten Gyrofrequenz $\omega = \frac{eB}{m}$, der Kreisfrequenz, mit der die Ionen um eine Magnetfeldlinie gyrieren, vernachlässigt werden kann, ist aufgrund der relativ hohen Neutralgasdichten unterhalb 200 km Höhe problematisch, gewinnt mit zunehmender Höhe aber schnell an Bedeutung. In den Berechnungen gelte diese Bedingung für den gesamten Höhenbereich (d.h. $R \ll eB$), so daß sich aus Gleichung (29) folgende Komponenten der Ionengasbewegung berechnen lassen:

$$v_x = v_{nx}\cos^2 I\cos^2 D - v_{ny}\cos^2 I\sin D\cos D - \sin I\cos I\cos D\,\frac{k}{R}\,F_z \qquad (30a)$$

$$v_y = v_{nx}\cos^2 I\sin D\cos D + v_{ny}\cos^2 I\sin^2 D + \sin I\cos I\sin D\,\frac{k}{R}\,F_z \qquad (30b)$$

$$v_z = v_{nx}\sin I\cos I\cos D - v_{ny}\sin I\cos I\sin D - \sin^2 I \frac{k}{R} F_z \qquad (30c)$$

$$\text{mit} \quad F_z = \frac{1}{N}\frac{\partial}{\partial z}(NT) - \frac{e}{k}E_z + \frac{mg}{k}. \qquad (31)$$

Für das Elektronengas verlieren darüber hinaus aufgrund der geringen Elektronenmasse sowohl Gravitation als auch äußere Reibung ihre Bedeutung und können daher bei Berechnungen der Elektronengasgeschwindigkeit $\underline{v}_e$ vernachlässigt werden. Ausgehend von Gleichung (29) ergibt sich dann als Bewegungsgleichung für das Elektronengas

$$0 = -k \operatorname{grad}(NT_e) - eN(\underline{E} + \underline{v}_e \times \underline{B}) \qquad (32)$$

und in Komponenten aufgeteilt:

$$0 = eNv_{ey}B\sin I + eNv_{ez}B\cos I\sin D \qquad (33a)$$

$$0 = eNv_{ez}B\cos I\cos D - eNv_{ex}B\sin I \qquad (33b)$$

$$0 = -k\frac{\partial}{\partial z}(NT_e) - eNE_z - eNv_{ex}B\cos I\sin D - eNv_{ey}B\cos I\cos D. \qquad (33c)$$

Hieraus ergibt sich als Vertikalkomponente der elektrischen Feldstärke

$$E_z = -\frac{k}{eN}\frac{\partial}{\partial z}(NT_e), \qquad (34)$$

so daß sich Gleichung (31) in folgender Form schreiben läßt:

$$F_z = \frac{1}{N}\frac{\partial}{\partial z}(NT) + \frac{1}{N}\frac{\partial}{\partial z}(NT_e) + \frac{mg}{k}. \qquad (35)$$

Aus Abbildung 1 sind die beiden Relationen

$$\partial z = \partial s \cdot \sin I \text{ und } v_z = v_s \cdot \sin I \qquad (36)$$

zu entnehmen. Damit lassen sich die Gleichungen (28a,b), (30a-c) und (35) folgendermaßen umformen:

$$\frac{\partial v_{nx}}{\partial t} = \frac{\eta}{\rho_n \sin^2 I} \frac{\partial^2 v_{nx}}{\partial s^2} - \frac{NR}{\rho_n}(v_{nx}-v_x) + 2\Omega \sin\Phi v_{ny} - \frac{1}{\rho_n}\frac{\partial p_n}{\partial x} \qquad (37a)$$

$$\frac{\partial v_{ny}}{\partial t} = \frac{\eta}{\rho_n \sin^2 I} \frac{\partial^2 v_{ny}}{\partial s^2} - \frac{NR}{\rho_n}(v_{ny}-v_y) - 2\Omega \sin\Phi v_{nx} - \frac{1}{\rho_n}\frac{\partial p_n}{\partial y} \qquad (37b)$$

$$v_x = v_{nx}\cos^2 I \cos^2 D - v_{ny}\cos^2 I \sin D \cos D - \cos I \cos D \frac{k}{R} F_s \qquad (38a)$$

$$v_y = v_{nx}\cos^2 I \sin D \cos D + v_{ny}\cos^2 I \sin^2 D + \cos I \sin D \frac{k}{R} F_s \qquad (38b)$$

$$v_s = v_{nx}\cos I \cos D - v_{ny}\cos I \sin D - \frac{k}{R} F_s \qquad (38c)$$

$$\text{mit } F_s = \frac{1}{N}\frac{\partial}{\partial s}(NT) + \frac{1}{N}\frac{\partial}{\partial s}(NT_e) + \frac{mg}{k}\sin I \; . \qquad (39)$$

Durch Einsetzen von Gleichung (30c) in Gleichung (21) ist die Kontinuitätsgleichung entlang der Vertikalen und durch Einsetzen von Gleichung (38c) in Gleichung (22) entlang einer Feldlinie lösbar. Zusammen mit den Bewegungsgleichungen für die horizontalen Neutralgaswinde (28a,b) bzw. (37a,b) ergibt sich in beiden Fällen ein Differentialgleichungssystem, mit dessen numerischer Lösung sich das nächste Kapitel befaßt.

4. NUMERISCHE LÖSUNG DER DIFFERENTIALGLEICHUNGSSYSTEME

Jedes der zwölf (11 Feldlinien und die Vertikale) im vorigen Kapi-

tel beschriebenen Differentialgleichungssysteme besteht aus drei nichtlinearen gekoppelten partiellen Differentialgleichungen, nämlich der Kontinuitätsgleichung für das Ionengas und den beiden Gleichungen für die horizontalen Neutralgasbewegungen. Diese drei Gleichungen lassen sich in folgender allgemeiner Form schreiben:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} = f_{1_i} \cdot \frac{\partial^2 u_i}{(\partial z,s)^2} + f_{2_i} \cdot \frac{\partial u_i}{\partial z,s} + f_{3_i} \cdot u_i + f_{4_i}, \quad i = 1,2,3, \qquad (40)$$

wobei die f_k, $k = 1,\ldots,4$ Funktionen der Zeit, der Höhe, der drei Variablen und einiger Parameter sind. Es handelt sich also um Differentialgleichungssysteme erster Ordnung in der Zeit t und zweiter Ordnung in der Höhe z bzw. s. Dies führt zu einem Anfangswertproblem in t und einem Randwertproblem in z bzw. s.

4.1 Das Lösungsverfahren

Zur numerischen Lösung dieses Systems wird ein Differenzenverfahren benutzt, bei dem die Differentialquotienten durch folgende Differenzenquotienten ersetzt werden:

$$\frac{\partial u(t)}{\partial t} = \frac{u(t) - u(t-\Delta t)}{\Delta t} \qquad (41)$$

$$\frac{\partial u(z_2)}{\partial z} = \frac{u(z_3)-u(z_1)}{2\Delta z} \quad \text{bzw.} \quad \frac{\partial u(s_2)}{\partial s} = \frac{u(s_3)-u(s_1)}{2\Delta s} \qquad (42a)$$

$$\frac{\partial^2 u(z_2)}{\partial z^2} = \frac{u(z_3)-2u(z_2)+u(z_1)}{\Delta z^2} \text{ bzw. } \frac{\partial^2 u(s_2)}{\partial s^2} = \frac{u(s_3)-2u(s_2)+u(s_1)}{\Delta s^2}. \qquad (42b)$$

Die Lösung wird um so genauer, je kleiner Δt und Δz bzw. Δs sind.

Für die drei miteinander gekoppelten Variablen N, v_{nx} und v_{ny} werden zunächst Anfangsprofile für den Zeitpunkt t_o berechnet und danach für die Zeit $t_1 = t_o + \Delta t$ die drei Differentialgleichungen gelöst, und zwar zunächst für v_{nx} und v_{ny} und dann für N. Dabei werden für die in den Koeffizienten f_k der Gleichung (40) enthaltenen Variablen die bereits berechneten Werte eingesetzt, notfalls vom vorhergehenden Zeitpunkt. Die sich daraus ergebenden neuen Profile dienen dann als Ausgangsprofile bei den Berechnungen für die Zeit $t_2 = t_1 + \Delta t$. In dieser Weise wird für alle weiteren Zeitschritte Δt verfahren und so das betreffende Differentialgleichungssystem künstlich entkoppelt und linearisiert (siehe z.B. Stubbe, 1970; Rüster, 1971a).

Da bei Sonnenaufgang und Sonnenuntergang die Ionosphäre am heftigsten reagiert, während sie sich gegen Mittag und nachts in nahezu stationärem Zustand befindet, ist es angebracht, variable Zeitschritte Δt zu benutzen, um Rechenzeit zu sparen. Dabei bietet sich als Kriterium der Zenitwinkel χ der Sonne an. Für $80^o \leqslant \chi \leqslant 100^o$ wird in dieser Arbeit mit Δt = 5 min, für $70^o \leqslant \chi < 80^o$ und $100^o < \chi \leqslant 110^o$ mit Δt = 10 min und außerhalb dieser Bereiche mit Δt = 20 min gerechnet. Bei größeren Schrittweiten ist die gewünschte Genauigkeit nicht mehr gewährleistet.

Der Höhenbereich von 125 bis 700 km wird dagegen in 230 konstante Teilbereiche unterteilt, so daß Δz = 2,5 km und $\Delta s = \frac{2,5}{\sin I}$ km (siehe Abb. 1) ist. Für größere Höhenschritte gilt natürlich das gleiche wie für größere Zeitschritte.

Die Differentialgleichungen für N, v_{nx} und v_{ny} stellen damit jede für sich ein Gleichungssystem mit 231 Unbekannten und 229 Gleichungen folgender Form dar:

$$A_1(i+1)u(i)+A_2(i+1)u(i+1)+A_3(i+1)u(i+2) = A_4(i+1),\ i= 1,\ldots,229. \quad (43)$$

Es sind also jeweils zwei Randbedingungen notwendig, um das entsprechende System lösen zu können.

4.2 Die Randbedingungen und Anfangsprofile

Da in der Ionosphäre unter 150 km Transportprozesse nur eine untergeordnete Rolle spielen (Bothe, 1971) kann zur Berechnung der unteren Randbedingung für N in 125 km Höhe die verkürzte Form der Gleichung (11) benutzt werden:

$$\frac{\partial N(125)}{\partial t} = Q(125) - L(125). \quad (44)$$

Weiterhin ist in 125 km Höhe η/ρ_n sehr klein und $\frac{\partial p_n}{\partial x,y} = 0$ (vergleiche Gl. 10). Das bedeutet aber, daß das benutzte Neutralgasmodell keine horizontalen Windgeschwindigkeiten am unteren Rand des Höhenbereiches zuläßt, also

$$v_{nx}(125) = v_{ny}(125) = 0. \quad (45)$$

Dies stimmt nicht unbedingt mit der Wirklichkeit überein. Zwar sind die Windgeschwindigkeiten aufgrund der großen Dichte am unteren Rand klein, aber nicht notwendig Null. Jedoch bringt $v_{nx,y}(125) \neq 0$ kaum eine Änderung, da der Einfluß der unteren Randbedingung auf die Lösungsprofile ohnehin sehr gering ist.

In 700 km Höhe, also am oberen Rand des Höhenbereiches, sind Transportprozesse so wichtig, daß in Gleichung (21) und (22) die Produktions- und Verlustterme vernachlässigt werden können (Bothe, 1971):

$$\frac{\partial N}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial z,s} (N \cdot v_{z,s}) \tag{46}$$

Für die Berechnungen entlang der Vertikalen ergibt sich daraus

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{700}^{\infty} N \, dz' = - N \cdot v_z|_{\infty} + N \cdot v_z|_{700} \tag{47}$$

und mit der Annahme, daß der Ionisationsfluß im Unendlichen verschwindet

$$N \cdot v_z|_{700} = \frac{\partial}{\partial t} \int_{700}^{\infty} N \cdot dz' \approx \frac{\partial}{\partial t} (N \cdot H_p|_{700}), \tag{48}$$

wobei $H_p = \frac{k}{mg}(T_e+T)$ die "Plasmaskalenhöhe" ist (Rishbeth und Garriott, 1969). Somit lautet die obere Randbedingung für N bei Berechnungen entlang der Vertikalen:

$$N(700) \cdot v_z(700) = \frac{k}{mg} \frac{\partial}{\partial t} \left[N(700)(T_e(700)+T(700)) \right] \tag{49a}$$

und bei Berechnungen entlang einer Feldlinie:

$$N(700) v_s(700) = \frac{k}{mg \cdot \sin I} \frac{\partial}{\partial t} \left[N(700)(T_e(700)+T(700)) \right] \tag{49b}$$

Mit Hilfe von Überlegungen über die notwendige Endlichkeit der Neutralgasgeschwindigkeiten und einigen Abschätzungen wurde von Kohl und King (1967) die folgende obere Randbedingung für v_{nx} und v_{ny} hergeleitet:

$$\frac{\partial v_{nx}(700)}{\partial z,s} = \frac{\partial v_{ny}(700)}{\partial z,s} = 0 \tag{50}$$

Allerdings sind die dabei zugrunde gelegten Annahmen nur näherungsweise gültig.

Zum Anfangszeitpunkt t_o werden v_{nx} und v_{ny} gleich Null gesetzt und für N die Lösungen der zeitunabhängigen Kontinuitätsgleichungen (21) bzw. (22) benutzt. Da sich sowohl für den Neutralgaswind als auch für die Elektronendichte periodische Lösungen ergeben, werden die Rechnungen solange durchgeführt, bis die Lösungen stabil und von den Anfangsbedingungen unabhängig sind. Nun gelten die Untersuchungen in dieser Arbeit nicht nur den ionosphärischen Größen selbst sondern auch sehr geringen Abweichungen von diesen Werten. Aus diesem Grund kann eine Konvergenz der Lösungen mit genügender Genauigkeit erst nach 36 Stunden Einschwingzeit erreicht werden. Das bedeutet aber, daß zur Berechnung eines Tagesganges über $2\frac{1}{2}$ Tage integriert werden muß und dies für alle elf Feldlinien und die Vertikale. Dafür sind auf der Univac 1108 etwa 40-50 Minuten Rechenzeit erforderlich.

5. ERGEBNISSE UND SCHLUSSFOLGERUNGEN

Unter Verwendung des im vorigen Kapitel beschriebenen Verfahrens lassen sich die in Kapitel 3 hergeleiteten Gleichungen numerisch lösen. Das 5. Kapitel nun befaßt sich mit den Ergebnissen dieser Rechnungen. So gilt der erste Abschnitt der Untersuchung des Fehlers, den man macht, wenn man nicht entlang den Feldlinien, sondern entlang der Vertikalen integriert. Diese Abweichungen werden diskutiert und zugleich ihr Zustandekommen physikalisch plausibel gemacht. Der zweite Abschnitt des Kapitels gilt dann der Frage, inwieweit der Deklinationseffekt der F2-Schicht durch Benutzung des quasi-dreidimensionalen Lösungsverfahrens für die Gleichungen theoretisch nachvollzogen werden kann.

Da die Untersuchungen für mittlere geographische Breiten gelten und Vergleiche zwischen verschiedenen Lagen des Erdmagnetfeldes gezogen werden sollen, werden die Berechnungen zunächst für eine ortsfeste fiktive Station ($\varphi = 50^{o}N$) durchgeführt und dort die Inklination und Deklination des Magnetfeldes variiert. Später werden auch N(z)-Profile für spezielle Stationen berechnet und mit experimentell ermittelten Profil-Daten verglichen.

5.1 Der Sonnenaufgangs- und Sonnenuntergangseffekt in der F2-Schicht

Wie bereits im 1. Abschnitt von Kapitel 3 beschrieben, schneiden die elf ausgesuchten Feldlinien die Vertikale in einem Höhenbereich von 250 km mit 25 km Abstand. Die elf Schnittpunkte sind die einzigen Orte, an denen die Elektronendichten über beide Integrationswege berechnet sind. Es liegt daher nahe, für Vergleiche der Profile und deren Maximumswerte nur diese Schnittpunkte zu benutzen. Damit erhalten wir für einen bestimmten Zeitpunkt zwei Höhenprofile der Elektronendichte, eins aufgrund der Integration entlang der Vertikalen und ein anderes durch die Berechnungen längs der elf Feldlinien, und entsprechend jeweils zwei N_mF2- und h_mF2-Werte. Diese Maximumswerte werden wegen des endlichen Abstandes der Integrationspunkte durch eine parabolische Interpolation des F2-Maximums ermittelt, wobei in dieser Arbeit die approximierenden Parabeln jeweils durch die drei Punkte mit den größten Elektronendichten gelegt werden.

In diesem Abschnitt werden nun die mit Hilfe der beiden verschiedenen Integrationswege berechnete Elektronendichte-Profile und die dazugehörigen N_mF2- und h_mF2-Werte einander gegenübergestellt. Da Abweichungen in der Elektronendichte stark von der Anzahl der vorhandenen Elektronen abhängt, ist es sinnvoller zur Deutung eventuell auf-

tretender Effekte statt der absoluten die prozentualen Abweichungen in N_e bzw. N_mF2 zu betrachten.

Auf dem 50. Breitengrad sowohl nördlicher als auch südlicher Breite weist das Magnetfeld der Erde Inklinationswinkel zwischen 47^0 und 79^0 und Deklinationswinkel zwischen -48^0 und $+26^0$ auf. Daher werden die Berechnungen für die fiktive Station mit jeweils drei Deklinationen, nämlich $D= +25^0$ (östliche Deklination), $D= 0^0$ und $D= -25^0$ (westliche Deklination), und drei Inklinationen des Magnetfeldes, nämlich $I = 50^0$, 60^0 und 70^0, durchgeführt.

Je größer der Inklinationswinkel, je steiler also das Magnetfeld ist, desto geringere Differenzen zwischen der Rechnung längs den Feld-

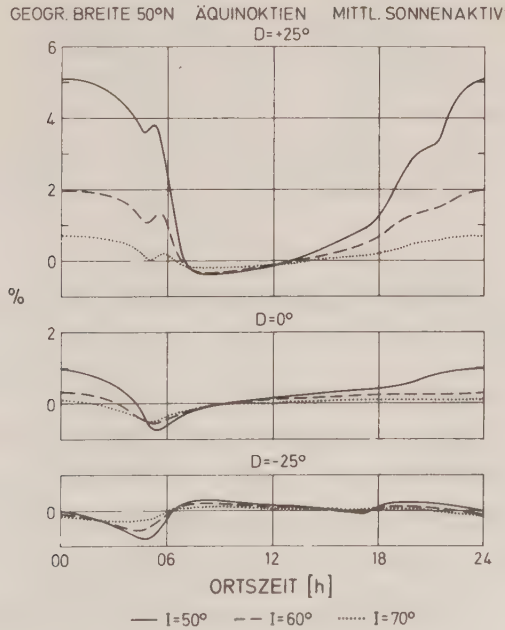

Abb. 3 Einfluß der Inklination I des Erdmagnetfeldes auf die tageszeitliche Variation von ΔN_e (in%).

linien und der Rechnung entlang der Vertikalen sind zwangsläufig zu erwarten. Abb. 3 zeigt einen Tagesgang der prozentualen Abweichung in N_mF2 für die drei Inklinationswinkel. Dabei ist, wie auch bei den folgenden Abbildungen, eine Abweichung positiv, wenn die Rechnung längs den Feldlinien größere Werte ergibt. Wir wollen alle Abweichungen dieser Art mit ΔN_mF2 und entsprechend Δh_mF2 und ΔN_e bezeichnen.

Deutlich ist in Abb. 3 zu sehen, daß in den Äquinoktien für alle drei Inklinationen die prozentualen Abweichungen ΔN_mF2 im Verlauf

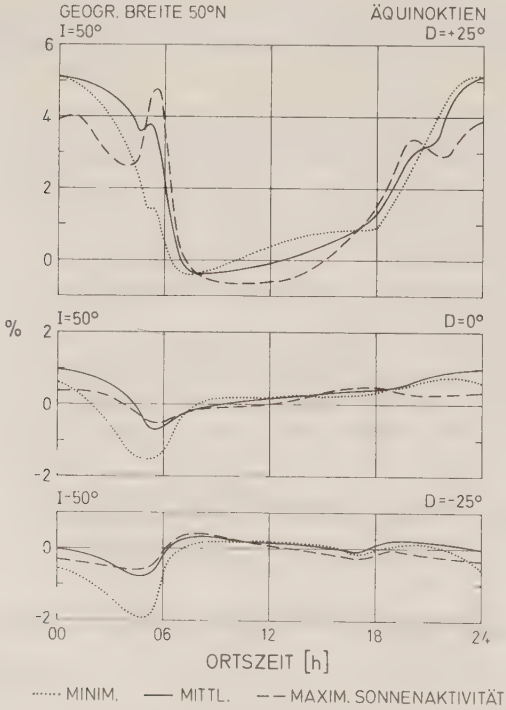

Abb. 4 Einfluß der Sonnenaktivität auf die tageszeitliche Variation von ΔN_e (in%).

eines Tages qualitativ gleich sind, mit flacher verlaufendem Magnetfeld aber die Amplitude der Abweichungen ansteigen. Für Sommer- und Wintertage kann die gleiche Tendenz beobachtet werden. Aus diesem Grund wird im folgenden nur noch mit $I = 50^{o}$ gerechnet, da sich bei dieser relativ flachen Lage des Magnetfeldes der Sonnenaufgangs- und Sonnenuntergangseffekt am deutlichsten zeigt.

Der Zusammenhang zwischen $\Delta N_m F2$ und der Sonnenaktivität ist nicht so einfach. Die Abb. 4 zeigt jedoch, daß sich die Tagesgänge von $\Delta N_m F2$ für minimale, mittlere und maximale Sonnenaktivität in der Tendenz nur unwesentlich unterscheiden. Allerdings sind die auftretenden Maxima und Minima vor allem bei Sonnenaufgang unterschiedlich ausgeprägt. Da aber anzunehmen ist, daß in allen drei Fällen die Ursachen für das Auftreten solcher Extrema die gleichen sind, werden die folgenden Berechnungen, bei denen es ja darum geht, diese Ursachen herauszufinden und zu diskutieren, nur für mittlere Sonnenaktivität ($F_{10.7} = 150.0 \times 10^{-22} Wm^{-2} Hz^{-1}$) durchgeführt, um von zu extremen Bedingungen möglichst unabhängig zu sein.

5.11 Der Einfluß der Diffusion auf die Elektronendichte in festen Höhen

Wie in Abschnitt 3.1 erwähnt, werden in den Berechnungen horizontale elektrische Felder nicht berücksichtigt. Nun wollen wir darüber hinaus einmal annehmen, daß sich das Neutralgas im Zustand der Ruhe befindet und somit das Ionengas nicht durch Horizontalwinde des Neutralgases beeinflußt wird. Da die Produktion geladener Teilchen ein örtlicher Vorgang ist und von der Wahl des Integrationsweges unabhängig ist (vergleiche Abschn. 3.3), können dann an den Schnittpunkten der elf Feldlinien mit der Vertikalen nur durch Diffusion der Teilchen Unterschiede in der Elektronendichte auftreten.

Mit Diffusion wird hier die Bewegung der geladenen Teilchen unter dem Einfluß des eigenen Partialdrucks und der Schwerkraft bezeichnet (Gl. 35 und 39). Durch letztere werden die Teilchen natürlich immer zum Erdmittelpunkt hin beschleunigt, während das Partialdruckgefälle des Ionengases nur unterhalb des F2-Maximums diese Richtung hat. Oberhalb des Maximums wirkt der Druckgradient der Gravitation entgegen, die allerdings bis auf die Zeit von Sonnenaufgang bis Mittag überwiegt. In dieser Zeit nämlich steigen die Dichten, Temperaturen und damit auch der Partialdruck des Ionengases so stark an, daß die Teilchen dort längs den Feldlinien nach oben diffundieren. Eine Diffusion nach oben führt aber oberhalb des F2-Maximums zu einer Zunahme und eine Diffusion nach unten zu einer Abnahme der Elektronendichte, denn in einem Fall werden Partikel aus einem Bereich mit höheren Teilchendichten zu einem Bereich mit niedrigeren Teilchendichten und im anderen Fall in umgekehrter Richtung transportiert. Unterhalb des F2-Maximums ist die Diffusion in der F2-Schicht immer nach unten gerichtet, so daß die Elektronendichte also ständig ansteigen müßte. Dies wird jedoch durch die hohen Verlustraten im unteren Höhenbereich der Schicht verhindert. Alles das führt aber auch zu dem Schluß, daß Unterschiede in den Diffusionsgeschwindigkeiten zwischen den beiden Integrationen zwangsläufig zu Differenzen in der Elektronendichte führen müssen.

Um nun die Wirkung der Diffusion genauer studieren zu können, wollen wir drei der elf erwähnten Schnittpunkte einmal herausgreifen (P_1 in z = 500 km, P_2 in z = 400 km und P_3 in z = 300 km Höhe) und untersuchen, in welcher Weise dort die Teilchen im Verlaufe eines Tages diffundieren und welchen Einfluß dies auf die Abweichungen der Elektronendichte hat. Die Abb. 5 zeigt für verschiedene Jahreszeiten Tages-

gänge von ΔN_e, die alle für den selben Ort aber mit verschiedenen Deklinationen des Magnetfeldes berechnet wurden.

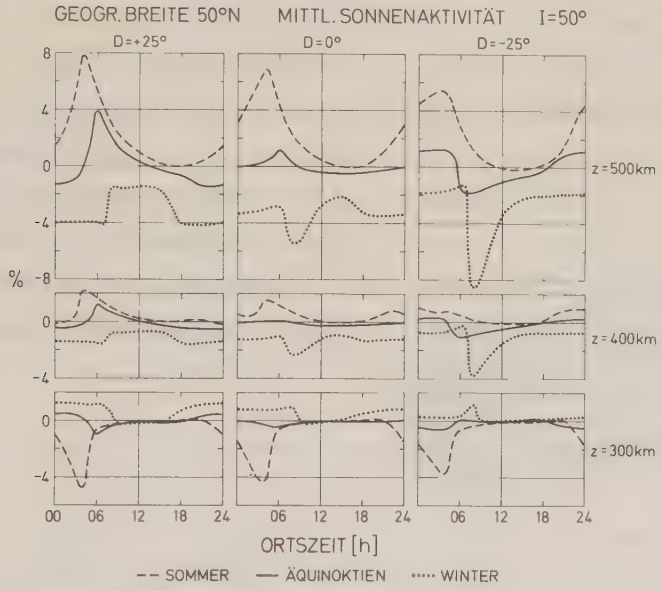

Abb. 5 Tageszeitliche Variationen von ΔN_e (in %), verursacht allein durch Diffusion ($\underline{v}_n = 0$), in drei konstanten Höhen.

Deutlich ist zu sehen, daß die ΔN_e-Werte bei Sonnenaufgang tatsächlich am größten sind. Diese, im Vergleich zu den übrigen extremen Abweichungen, treten natürlich je nach Jahreszeit zu verschiedenen Tageszeiten, darüber hinaus aber auch mit unterschiedlichen Vorzeichen auf. Dies ist auf die Tatsache zurückzuführen, daß aufgrund der Kugelgestalt der Erde die Schattengrenze bei Sonnenaufgang und Sonnenuntergang die Feldlinien in anderen Höhen schneidet als die Vertikale (Abb. 6). So ist diese Grenze während der Äquinoktien leicht zum Pol hin geneigt. Im Sommer nimmt die Neigung zu. Außerdem geht dann die Sonne

oberhalb von etwa 300 km gar nicht mehr unter; allerdings reicht das Gebiet, in dem die Strahlung auch nachts noch Ionen- Elektronenpaare produzieren kann, nur bis in eine Höhe von etwa 450 km hinunter. Im

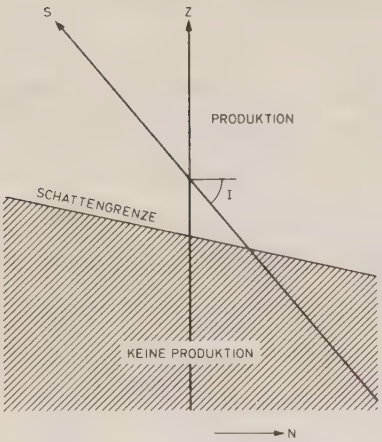

Abb. 6 Idealisierter Verlauf der Schattengrenze bei Sonnenaufgang und Sonnenuntergang im Sommer oder während der Äquinoktien.

Winter dagegen ist die Schattengrenze zum Äquator hin geneigt. Verfolgen wir beispielsweise den Sonnenaufgang entlang einer der elf Feldlinien und entlang der Vertikalen, so können wir bei Beobachtung einer festen Höhe feststellen, daß die Ionisierung von neutralen Teilchen auf der Feldlinie im allgemeinen nicht zum selben Zeitpunkt einsetzt wie auf der Vertikalen. Diese Zeitdifferenz ist am oberen Rand des Höhenbereiches am größten, nimmt nach unten hin aber ab und ändert im Schnittpunkt der Feldlinie mit der Vertikalen das Vorzeichen.

Zum besseren Verständnis wollen wir die Betrachtungen zunächst auf die mittlere der drei Bildspalten in Abb. 5, in der D = 0 ist, beschränken. Die Abweichungen von den Rechnungen entlang der Vertikalen können in diesem Fall also nur auf die Inklination des Magnetfeldes zurückgeführt werden.

Während der Äquinoktien setzt die Produktion in 500 km Höhe - also in P_1 - etwa gegen 4 Uhr ein. Danach bewegt sich die Schattengrenze, und damit der Einsatzpunkt des Ionisierungsvorganges auf der Feldlinie durch P_1 schneller nach unten, als es die Integration entlang der Vertikalen zuläßt, und daraus resultiert ein stärkeres Ansteigen des Partialdruckes und somit eine geringere abwärts gerichtete Diffusionsgeschwindigkeit als auf der Vertikalen. Das bedeutet aber, daß ΔN_e ansteigt. Die Differenz zwischen den beiden Diffusionsgeschwindigkeiten wollen wir mit Δv_D bezeichnen (positiv, wenn sich bei Integration entlang der Feldlinie eine größere Diffusionsgeschwindigkeit nach oben oder eine kleinere nach unten ergibt als bei Integration entlang der Vertikalen.

Δv_D hat gegen 5 Uhr ein Maximum, und entsprechend ist der Anstieg von ΔN_e dann am größten. Danach nimmt Δv_D wieder ab, denn die Druckverhältnisse auf der Vertikalen gleichen sich allmählich denen auf der Feldlinie an. Da durch die zeitliche Verzögerung zwischen den Vorgängen auf der Feldlinie und auf der Vertikalen nun die Vertikale stärkere Gradienten aufweist, wird Δv_D sogar negativ und verschwindet erst etwa gegen 14 Uhr, bleibt bis dahin aber sehr klein. Dies hat zur Folge, daß ΔN_e bis um 6 Uhr ansteigt und danach so lange abnimmt bis Δv_D verschwunden ist. Ab 18 Uhr vollzieht sich dieser Prozeß in umgekehrter Richtung, allerdings sehr viel weniger heftig als bei Sonnenaufgang, so daß sich kein weiteres Maximum von ΔN_e bildet, sondern die ohnehin geringen Abweichungen nur allmählich abgebaut werden.

Im Sommer ist die Amplitude der Abweichungen in P_1 aufgrund der stärkeren zeitlichen Verzögerungen zwischen der Feldlinie und der Vertikalen sehr viel größer. Der tageszeitliche Verlauf jedoch entspricht

dem der Äquinoktien und läßt sich auf die gleichen Vorgänge zurückführen, mit dem einzigen Unterschied, daß nun die Produktion geladener Teilchen nachts nicht mehr aussetzt. Da sich um diese Zeit der Bereich, in dem die solare Strahlung noch Teilchen ionisiert, auf der Feldlinie weiter nach unten ausdehnt als auf der Vertikalen, werden auf der Feldlinie so viel mehr Teilchen produziert, daß ΔN_e während des ganzen Tages positiv bleibt.

Im Winter ist die Situation genau umgekehrt wie in den Äquinoktien, weil die Schattengrenze jetzt zum Äquator hin geneigt ist. Was oben für die Feldlinie galt, gilt also nun für die Vertikale und umgekehrt, so daß ΔN_e das Vorzeichen vertauscht und aus dem morgendlichen Maximum ein morgendliches Minimum wird. Die Produktion setzt an der Stelle P_1 etwa um 6 Uhr ein. Die Differenz beider Diffusionsgeschwindigkeiten ist gegen 7 Uhr am größten und um 8 Uhr Null, so daß dann ΔN_e den größten negativen Wert hat. Da bereits gegen 16 Uhr die Sonnenuntergangsphase beginnt und die Zeit noch nicht ausgereicht hat, um ΔN_e wieder völlig abzubauen, ist ΔN_e während des ganzen Tages negativ.

Wie bereits erwähnt, kann die Diffusionsgeschwindigkeit in verschiedenen Höhen verschiedene Richtung haben, da sowohl der Druckgradient als auch die Gravitation höhenabhängig sind. Die Differenz der Diffusionsgeschwindigkeiten Δv_D dagegen ändert sich allenfalls im Betrag, da die Verzögerungszeiten nach unten hin abnehmen, nicht aber in der Richtung, denn Δv_D ist immer auf die gleichen Vorgänge, wie sie oben beschrieben wurden, zurückzuführen. Je näher das F2-Maximum ist, desto kleiner wird auch die Änderung der Teilchendichte mit der Höhe, so daß Δv_D keine so großen Veränderungen in der Elektronendichte mehr hervorruft.

So zeigen die Tagesgänge von ΔN_e für den Schnittpunkt P_2 in 400 km Höhe den gleichen Verlauf wie für P_1, denn auch er befindet sich immer oberhalb des F2-Maximums, jedoch mit sehr viel kleineren Amplituden. Das zweite Maximum im Sommer entsteht dadurch, daß zwischen 22^{30} und 1^{30} Uhr keine ionisierende Strahlung mehr diese Höhe erreicht und somit der Anstieg von ΔN_e unterbrochen wird. Der Punkt P_3 in 300 km Höhe liegt dagegen bis auf ein paar Stunden nach Sonnenaufgang immer unterhalb des F2-Maximums, so daß Δv_D den umgekehrten Effekt hervorruft wie an den anderen beiden Orten. Die Abweichungen in der Elektronendichte

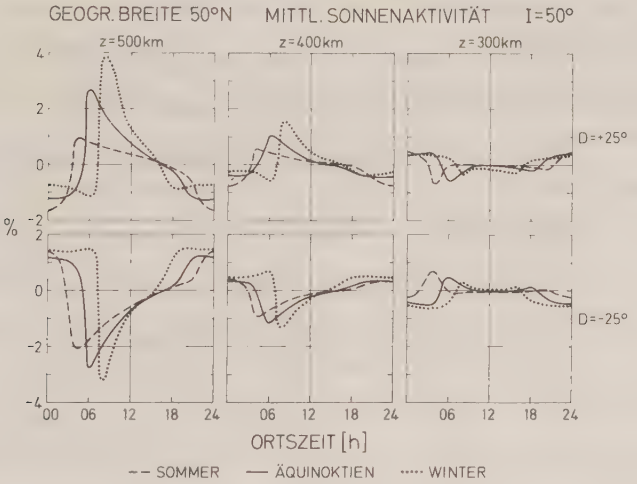

Abb. 7 Deklinationseffekt der tageszeitlichen Variationen von ΔN_e (in %), verursacht allein durch Diffusion ($\underline{v}_n = 0$), in drei konstanten Höhen.

erfolgen also in die entgegengesetzte Richtung. Der Abbau des morgendlichen Maximums bzw. Minimums von ΔN_e geschieht etwas schneller, da gerade in dieser Phase das Maximum der F2-Schicht unter P_3 rückt und dadurch den Vorgang beschleunigt.

Der Einfluß der Deklination des Magnetfeldes auf ΔN_e wird besonders deutlich, wenn von den Abweichungen für D= $+25^0$ und für D= -25^0 (Abb.5) diejenigen abgezogen werden, die auf den Einfluß der Inklination des Feldes zurückzuführen sind. Abb. 7 zeigt daher jeweils die Differenz $\Delta N_e(D\neq 0) - \Delta N_e(D=0)$, und diese Abweichungen stellen dann den ungestörten Deklinationseffekt von ΔN_e(ohne Berücksichtigung der Neutralgaswinde!) dar.

Es fällt zunächst einmal auf, daß sich für D= $+25^0$ in etwa die gleichen ΔN_e-Werte ergeben wie für D= -25^0, nur mit entgegengesetztem Vorzeichen. Dies ist begründet in der Tatsache, daß der unterhalb des jeweiligen Schnittpunktes gelegene Teil der betreffenden Feldlinie bei positiver Deklination weiter östlich und bei negativer Deklination weiter westlich liegt als der entsprechende Höhenbereich auf der Vertikalen (vergl. Abb. 1 mit $D > 0^0$). Je weiter im Osten ein Ort jedoch liegt, desto früher setzt die Ionisation ein und desto früher hört sie auf. Wenn aber auf der Feldlinie eher geladene Teilchen produziert werden als auf der Vertikalen, hat dies ein Ansteigen von Δv_D und das wiederum für P_1 und P_2 eine Zunahme und für P_3 eine Abnahme von ΔN_e zur Folge. Wie bereits beim Inklinationseffekt von ΔN_e gezeigt, sind auch hier etwa zwei Stunden nach dem Einsetzen der Ionisation die maximalen Abweichungen in der Elektronendichte erreicht. Danach gleichen sich die Verhältnisse auf den beiden Integrationswegen einander an, und nach "Sonnenuntergang", d.h. nach dem allmählichen Verschwinden der Ionisation, kehrt sich der Prozeß um.

Wir haben nun also den Inklinationseffekt (Abb. 5, mittlere Bildspalte) und den Deklinationseffekt (Abb. 7) der prozentualen Abweichungen in der Elektronendichte gesondert betrachtet. Die Addition beider ergibt dann jeweils die Gesamtabweichung aufgrund der schräg liegenden

Magnetfeldlinien, und diese sind in den beiden äußeren Bildspalten der Abb. 5 dargestellt. Damit ist der Einfluß der Diffusion auf ΔN_e und seine Ursachen für drei verschiedene Höhen untersucht. Abb. 8 zeigt nun diese Abweichungen als Funktion der Höhe für verschiedene

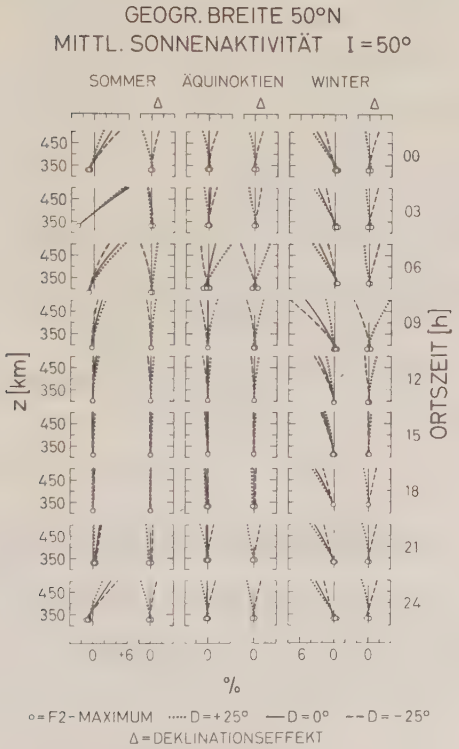

Abb. 8 Gesamtabweichungen und Deklinationseffekt von ΔN_e (in %), verursacht allein durch Diffusion ($v_n = 0$), als Funktion der Höhe z.

Jahres- und Tageszeiten. Dabei sind die Werte unterhalb des F2-Maximums weggelassen, weil sie - wie später noch gezeigt wird - für Veränderungen am Schichtprofil bedeutungslos sind. Deutlich ist zu erkennen, daß die Abweichungen mit der Höhe stark anwachsen, und dies wurde ja bereits mit der Zunahme sowohl der zeitlichen Verzögerung als auch des Gradienten der Elektronendichte erklärt.

5.12 Der Einfluß der Neutralgasbewegung auf die Elektronendichte in festen Höhen

Die Überlegungen im vorigen Teilabschnitt gingen von einem stationären Neutralgas aus, um so ungestört den Einfluß der Diffusion auf die Abweichungen in der Elektronendichte untersuchen zu können. Nun ist aber das Neutralgas nahezu ständig in Bewegung, und zwar überwiegend in horizontaler Richtung. Dabei dreht sich der Vektor der Windgeschwindigkeit im Laufe eines Tages einmal um sich selbst. Die Ursache dafür liegt im Zusammenwirken der die Bewegung erzeugenden Kräfte (vergleiche Abschn. 3.4). Im unteren Höhenbereich der Ionosphäre dominieren der Druckgradient und die Corioliskraft, und zwar stellt sich die Corioliskraft so ein, daß der Geschwindigkeitsvektor des Neutralgases etwa um 90° gegenüber dem Vektor des Druckgradienten gedreht wird und somit entlang der Isobaren zeigt (geostrophische Näherung). Mit zunehmender Höhe wächst der Einfluß der Viskosität und des Ionenwiderstands. Beide wirken dieser Drehung entgegen und verlangsamen überdies die Geschwindigkeit der neutralen Teilchen (Geisler, 1966; Kohl und King, 1967; Rishbeth, 1972). Durch den Ionenwiderstand, d.h. durch Stöße der neutralen mit den ionisierten Teilchen, besteht eine starke Kopplung zwischen Ionengas und Neutralgas (z.B. Kohl, 1963). Der Einfluß des Ionengases auf die Bewegung des Neutralgases wächst natürlich mit zunehmender Ionendichte.

Bei Integration des in Kapitel 3 beschriebenen Gleichungssystems entlang der Vertikalen und entlang einer Feldlinie lassen sich in dem Schnittpunkt dieser beiden Integrationswege Unterschiede in der horizontalen Windgeschwindigkeiten des Neutralgases feststellen. Zwar sind für D = 0 die Geschwindigkeitsvektoren tagsüber identisch, gegen abend jedoch eilt der durch Integration entlang der Feldlinie ermittelte Vek-

tor den anderen voraus. Nachts bleibt dieser Richtungsunterschied bestehen und wird erst gegen Morgen wieder abgebaut. Es handelt sich also eindeutig um einen Sonnenaufgangs- und Sonnenuntergangseffekt,

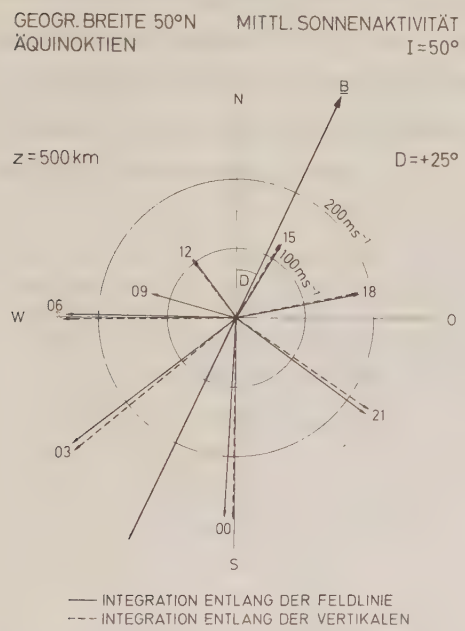

Abb. 9 Vergleich der durch die beiden Integrationsarten ermittelten Windvektoren des Neutralgases für verschiedene Tageszeiten.

der durch positive Deklination immer verstärkt und durch negative Deklination abgeschwächt oder sogar umgekehrt wird. Abb. 9 zeigt diese Richtungsdifferenzen der Windvektoren an der Stelle P_1 in 500 km Höhe für positive Deklination.

Da beim Neutralgas ein plötzliches Reagieren auf den Auf- oder Untergang der Sonne nicht beobachtet werden kann sondern lediglich ein kontinuierliches Übergehen vom nächtlichen Minimum zum mittäglichen Maximum der Dichte und Temperatur, muß der oben beschriebene Effekt auf den Einfluß des Ionengases zurückgeführt werden. Wie später noch gezeigt

wird, ist für $D \geqslant 0$ nachts die Ionendichte für die Berechnung entlang der Feldlinie immer größer als für die Berechnung entlang der Vertikalen, während tagsüber diese Differenz wieder verschwindet. Eine höhere Ionendichte aber erhöht den Einfluß des Ionenwiderstandes auf die Neutralgasbewegung, d.h. sie wirkt der 90°-Drehung des Windvektors stärker entgegen als eine niedrigere. Tatsächlich ist auch bei positivem ΔN_e der Winkel zwischen dem Druckgradienten und dem Windvektor für die Rechnung entlang der Feldlinie immer kleiner als für die Rechnung längs der Vertikalen.

Nun sind die ionisierten Teilchen in ihren Bewegungen an das Magnetfeld gebunden, so daß sie durch die Horizontalwinde des Neutralgases immer nur längs den Feldlinien bewegt werden. Eine Aufwärtsbewegung des Ionengases führt aber, wie im vorigen Teilabschnitt erwähnt, in

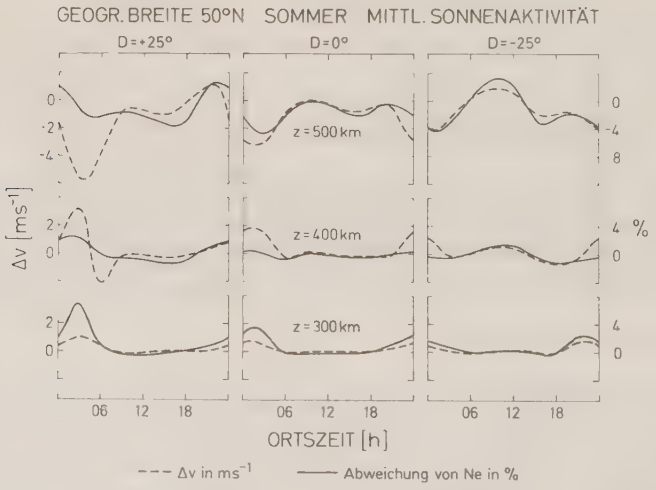

Abb. 10 Vergleich der tageszeitlichen Variationen von ΔN_e, verursacht allein durch Neutralgaswinde, und von Δv, der im Text näher beschriebenen Relativgeschwindigkeit, im Sommer.

einer festen Höhe oberhalb des F2-Maximums zu einer Zunahme und unterhalb des F2-Maximums zu einer Abnahme der Elektronendichte, während eine Abwärtsbewegung des Ionengases dementsprechend die umgekehrte Wirkung hat. Das bedeutet also, daß eine Bewegung vom Maximum weg außerhalb dieses Maximums zu einer Erhöhung der Elektronendichte führt. Den gleichen Effekt haben dann natürlich auch Differenzen der Ionenbewegung. Wir wollen die Differenzen der Vertikalkomponenten der Ionengasbewegung zwischen den beiden Integrationen entlang einer Feldlinie und der Vertikalen mit Δv bezeichnen (positiv, wenn die Bewegung vom F2-Maximum weg bei Integration entlang der Feldlinie größer ist).

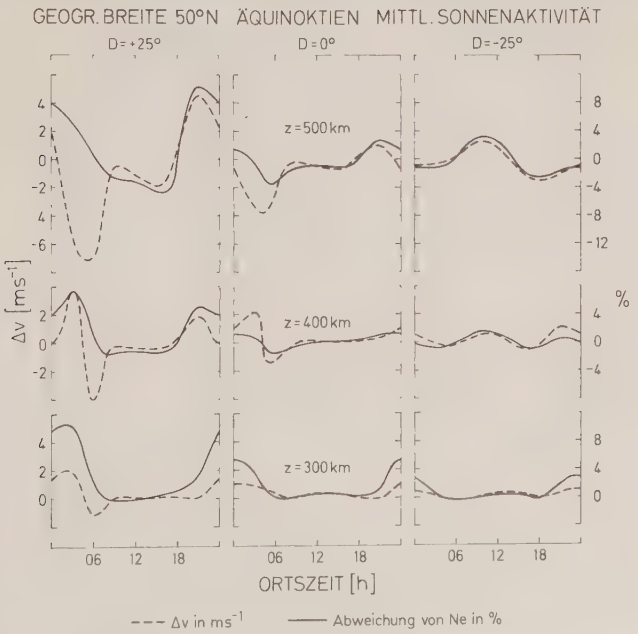

Abb. 11 Vergleich der tageszeitlichen Variationen von ΔN_e, verursacht allein durch Neutralgaswinde, und von Δv während der Äquinoktien.

In den Abbildungen 10, 11 und 12 sind die Anteile von Δv und ΔN_e aufgetragen, die allein auf den Einfluß der Neutralgasbewegung zurückzuführen sind. Da hier zwei völlig verschiedene Größen miteinander verglichen werden, kommt es mehr auf die Übereinstimmung in der Tendenz als auf die der Amplituden an, und in dieser Hinsicht ist die Korrelation für alle drei Jahreszeiten und für die drei Deklinationen recht gut. Es darf daher angenommen werden, daß die durch Neutralgaswinde hervorgerufenen Abweichungen in der Elektronendichte auf die beschriebene Zusammenhänge zurückgeführt werden können. Die Tatsache, daß Änderungen der Elektronendichte zu unterschiedlichen Richtungen der Neutralgasbewegung führen, diese aber wiederum die Änderungen der

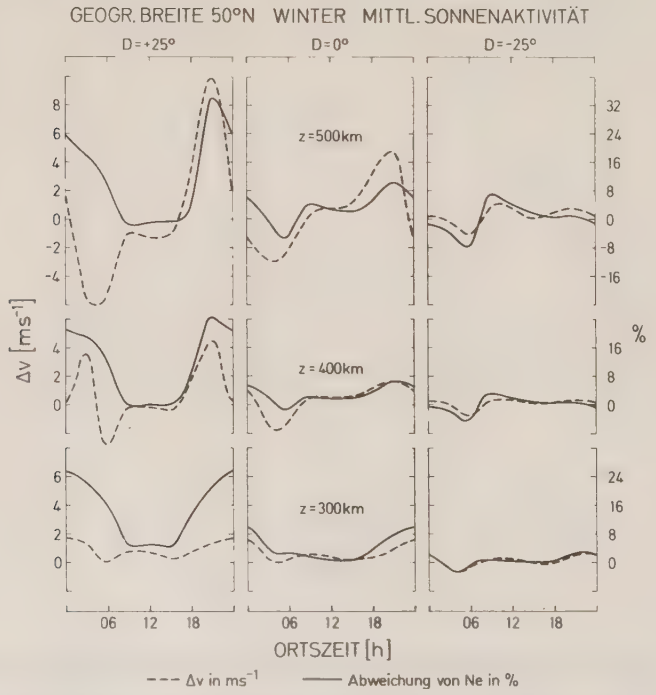

Abb. 12 Vergleich der tageszeitlichen Variationen von ΔN_e, verursacht allein durch Neutralgaswinde, und von Δv im Winter.

Elektronendichte hervorrufen, ist in der engen Kopplung zwischen Ionengas und Neutralgaswind begründet, und es ist wegen der Gleichzeitigkeit der Vorgänge in diesem Rahmen nicht möglich zu entscheiden, welche der beiden Änderungen die Ursache der anderen ist. Sicher aber ist, daß der Effekt in engem Zusammenhang mit dem Auf- und Untergang der Sonne steht und somit letztlich wie bei der Diffusion auf die Neigung der Schattengrenze (Abb. 6) während dieser Tageszeiten zurückzuführen ist.

Wie den Abbildungen 10-12 weiterhin entnommen werden kann, ist die tageszeitliche Variation von ΔN_e im Sommer am geringsten und im Winter

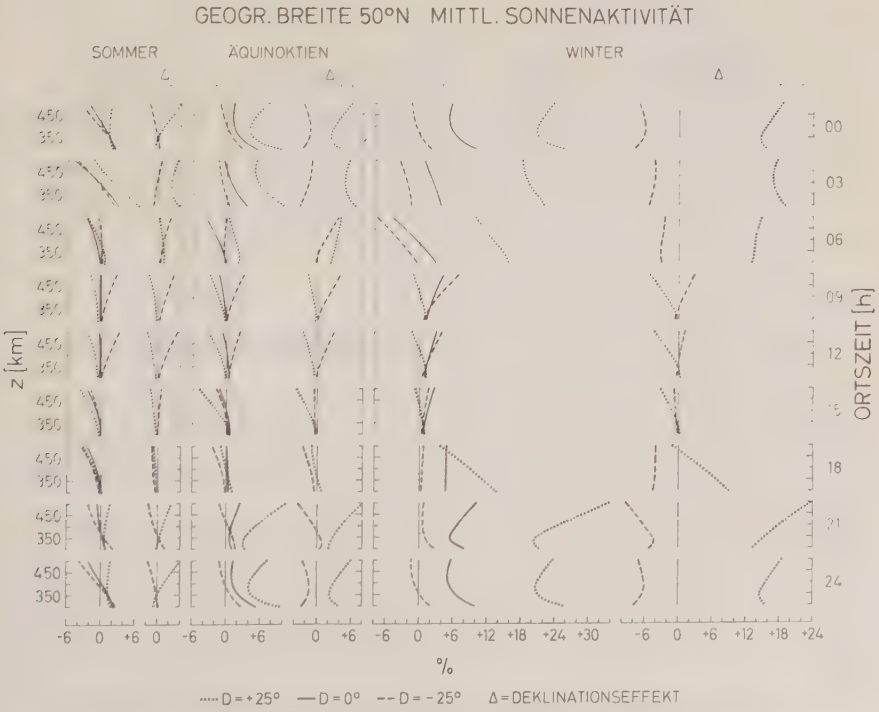

Abb. 13 Gesamtabweichungen und Deklinationseffekt von ΔN_e (in %), verursacht allein durch Neutralgaswinde, als Funktion der Höhe.

am größten. Abb. 13, in der die Höhenabhängigkeit von ΔN_e für verschiedene Tageszeiten dargestellt ist, zeigt dies noch deutlicher. Der Grund für die Zunahme der Abweichungen in der Elektronendichte vom Sommer zum Winter dürfte die Tatsache sein, daß sich im Winter N_e mit der Höhe schneller ändert als im Sommer (z.B. Becker, 1966; Bothe, 1971), und zwar sowohl oberhalb als auch unterhalb des F2-Maximums. Darüber hinaus nimmt zumindest für $D \geqslant 0$ auch die Amplitude von Δv im gleichen Zeitraum zu, so daß letztlich die größten Abweichungen in der Elektronendichte im Winter für $D = +25^0$ zu finden sind.

Damit sind die beiden Hauptursachen für das Auftreten von Fehlern im N(z)-Profil durch Integration entlang der Vertikalen diskutiert. Im folgenden Teilabschnitt werden diese beiden Fehler sowie die daraus resultierende Gesamtabweichung der Elektronendichte abgeschätzt und untersucht, in welchem Maße dadurch das Profil der F2-Schicht sowie ihre Maximumswerte verändert werden.

5.13 Ein Vergleich von Diffusion und Neutralgasbewegungen in ihrem Einfluß auf das gesamte F2-Schichtprofil

Beim Vergleich von Abb. 7 mit Abb. 13 wird deutlich, daß die ermittelten Abweichungen in der Elektronendichte weit stärker durch den Neutralgaswind hervorgerufen werden als durch die Diffusion. Darüber hinaus wirken beide Transportprozesse durchaus auch gegeneinander. Zwar sind die durch Diffusion erzeugten Abweichungen in N_e sehr regelmäßig dafür aber bis fast um eine Größenordnung kleiner, so daß sich die Gesamtabweichung hauptsächlich nach dem Neutralgaswind richtet.

Welchen Einfluß letztlich die Gesamtabweichung ΔN_e auf die Form der

F2-Schicht ausübt, zeigt für Äquinoktien die Abb.14, in der für verschiedene Tageszeiten und für verschiedene Deklinationen des Magnetfeldes jeweils die beiden differierenden N(z)-Profile dargestellt sind. Zunächst einmal fällt auf, daß die Abweichungen der beiden Profile im Grunde sehr gering sind. Allerdings wurde bereits gezeigt, daß in Winternächten Abweichungen von über 20 % auftreten können. Weiterhin ist in Abb. 14 zu erkennen, daß die Differenz zwischen beiden Profilen oberhalb des F2-Maximums mit zunehmender Höhe wächst, während sie unterhalb des F2-Maximums verschwindet. Wie bereits er-

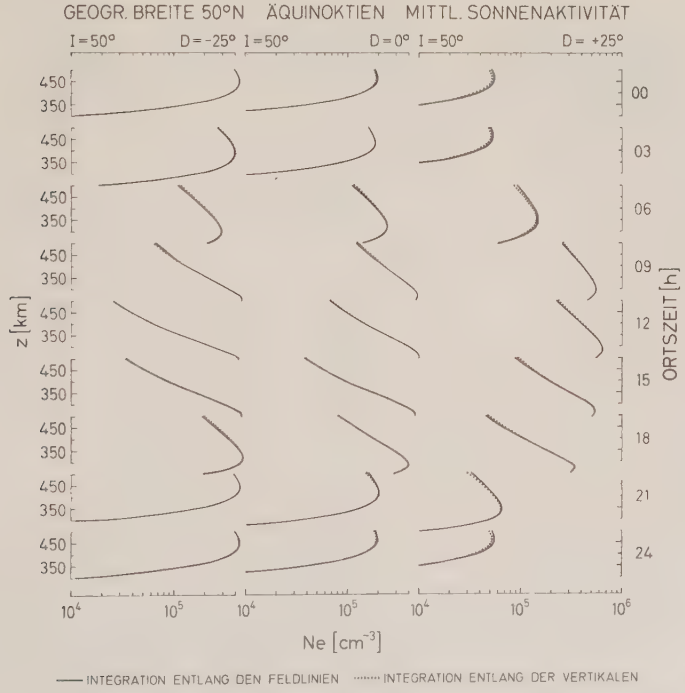

Abb. 14 Vergleich der durch die beiden Integrationsarten ermittelten N(z)-Profile für verschiedene Tageszeiten.

wähnt, ist dies sicher auf die Verringerung der zeitlichen Verzögerung des Sonnenauf- und untergangs mit abnehmender Höhe zurückzuführen. Darüber hinaus sind bei den Berechnungen die molekularen Ionen nicht berücksichtigt, die gerade in dem Bereich unterhalb des F2-Maximums wichtig sind, dort aber von Transportprozessen kaum beeinflußt werden (Bothe, 1971). Die betrachteten Abweichungen sind jedoch nur durch Transportprozesse möglich. Das bedeutet also, daß die durch Integration entlang der Vertikalen auftretenden Fehler in der Elektronendichte erst vom F2-Maximum aufwärts an Bedeutung gewinnen. Aus diesem Grunde

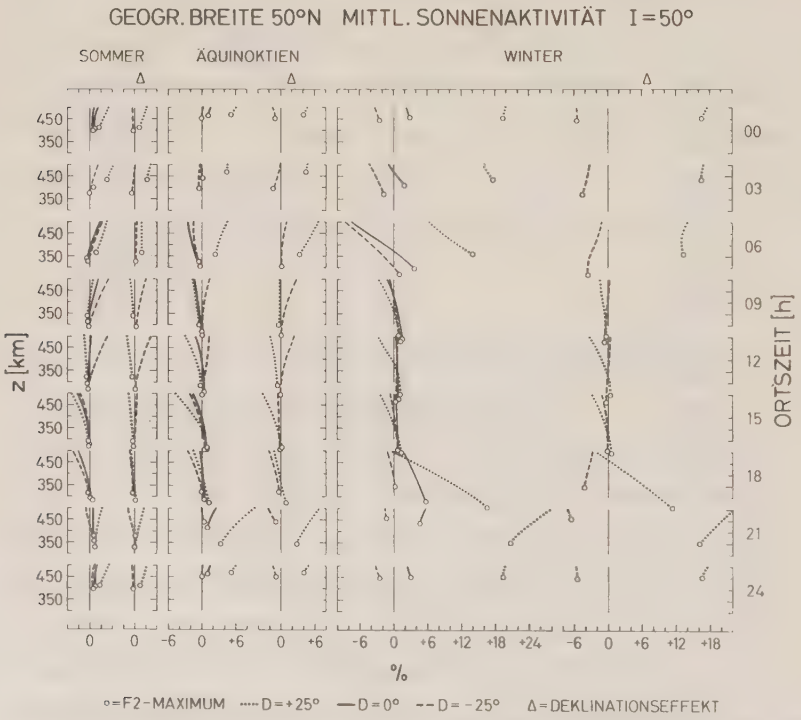

Abb. 15 Gesamtabweichungen und Deklinationseffekt von ΔN_e (in %) als Funktion der Höhe.

sind in Abb. 15 alle ΔN_e-Werte unterhalb des Maximums weggelassen.

Die prozentualen Abweichungen der Elektronendichte im F2-Maximum selbst ($\Delta N_m F2$) sind in den Abbildungen 16, 17 und 18 für die drei Jahreszeiten dargestellt. "Rechnung ohne Wind" bedeutet, daß bei den Beobachtungen dieser Abweichungen die horizontalen Windgeschwindig-

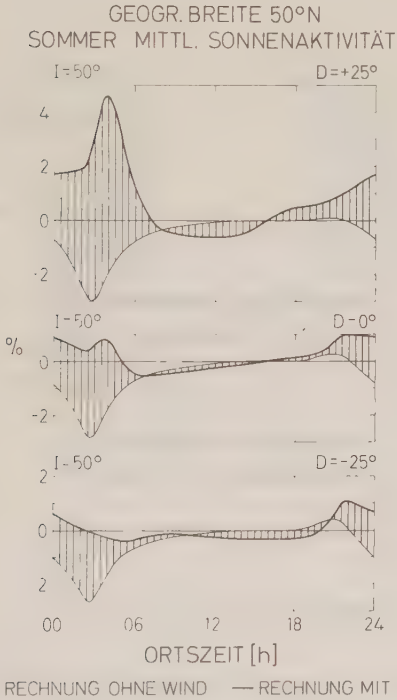

Abb. 16 Vergleich der Einflüsse von Diffusion und Neutralgaswinden auf die tageszeitlichen Variationen von $\Delta N_m F2$ (in %) im Sommer.

keiten des Neutralgases vernachlässigt sind, d.h. daß $\Delta N_m F2$ nur durch Diffusionsvorgänge hervorgerufen wird. Die schraffierten Gebiete veranschaulichen dann den Einfluß der Neutralgaswinde auf $\Delta N_m F2$, der auch hier zum Teil wesentlich größer ist als der Einfluß der Diffusion. Auffällig ist, daß sich Diffusion und Neutralgaswind in ihrer Wirkung im Winter addieren, wogegen die entsprechenden Abweichungen während der

Äquinoktien, vor allem aber im Sommer gegeneinander gerichtet sind. Dies ist wiederum mit der Neigung der Schattengrenze zu erklären, die ja starken Einfluß auf die Diffusionsvorgänge hat, von der aber andererseits der Neutralgaswind kaum verändert wird; und diese Neigung hat ja - wie bereits erwähnt - im Sommer und während der Äquinoktien ein anderes Vorzeichen als im Winter.

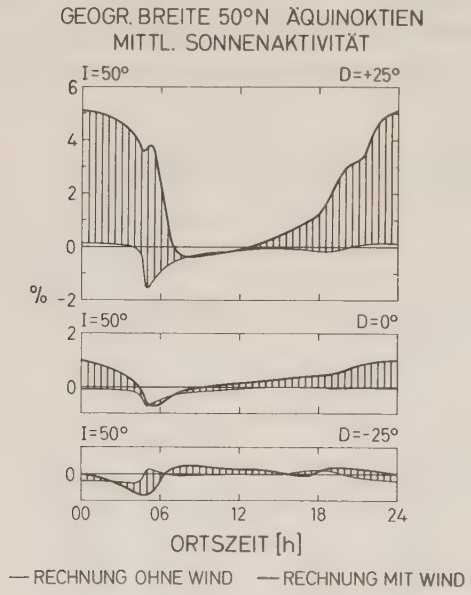

Abb. 17 Vergleich der Einflüsse von Diffusion und Neutralgaswinden auf die tageszeitlichen Variationen von $\Delta N_m F2$ (in %) während der Äquinoktien.

Es bleibt festzustellen, daß die Differenzen in der maximalen Elektronendichte während des Tages vernachlässigbar gering sind (unter 1%), daß sie gegen Sonnenuntergang aber ansteigen, und zwar im Sommer bis zu 2%, während der Äquinoktien bis zu 5% und im Winter bis zu 20% der Elektronendichte. Nachts bleiben diese Abweichungen dann weitgehend bestehen und werden erst bei Sonnenaufgang wieder abgebaut. Dabei ist der Sonnenaufgang in der Regel mit einer weitaus heftigeren Reaktion

verbunden als der Sonnenuntergang, so daß kurzzeitig auch größere Differenzen als die nächtlichen auftreten. Nun ist zu bedenken, daß in allen diesen Berechnungen eine für mittlere geographische Breiten relativ flache Lage des Magnetfeldes ($I = 50^{o}$) angenommen wird, um

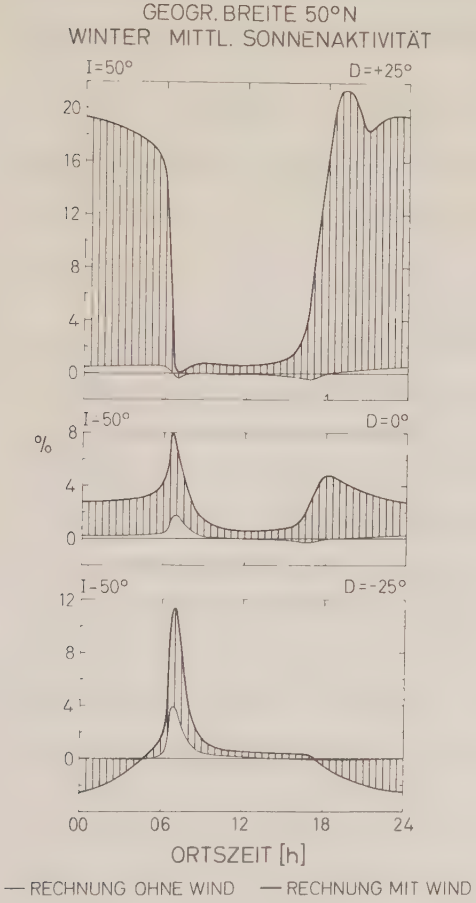

Abb. 18 Vergleich der Einflüsse von Diffusion und Neutralgaswinden auf die tageszeitlichen Variationen von $\Delta N_m F2$ (in %) im Winter.

möglichst große Sonnenaufgangs- und Sonnenuntergangseffekte zu erzielen. Das bedeutet, daß in allgemeinen die beschriebenen Abweichungen der Elektronendichte meist kleiner als die Genauigkeit der beobachteten Werte ist.

Das gleiche gilt auch für die Abweichungen der Höhe des F2-Maximums, denn $\Delta h_m F2$ ist nur im Winter größer als die für die Rechnungen vorgegebene Schrittweite von 2,5 km. Aber auch dann bleiben die Höhendifferenzen unter 6 km. Größere Abweichungen sind jedoch ohnehin nicht zu erwarten gewesen, da sie mit Sicherheit zu deutlicheren Differenzen in der Elektronendichte geführt hätten. Wir wollen daher hier auf weitere Betrachtungen von $\Delta h_m F2$ verzichten und lediglich festhalten, daß sich die durch Integration entlang der Vertikalen ermittelte Höhe des F2-Maximums kaum von der unterscheidet, die durch Integration längs den Feldlinien berechnet wird.

5.2 Der Deklinationseffekt der F2-Schicht

Der erste Abschnitt von Kapitel 5 befaßte sich mit den Ursachen und dem Ausmaß der durch Integration entlang der Vertikalen auftretenden Ungenauigkeiten am N(z)-Profil, die ja aufgrund der Überlegungen in Kapitel 2 zu erwarten waren. Diese Abweichungen, die hauptsächlich auf den Einfluß von Neutralgaswinden zurückgeführt werden konnten, werden durch Vergleiche mit quasi-dreidimensionalen Lösungen ermittelt. Diese Lösungsmethode geht auf einen Vorschlag von Goldberg (1966) zurück, der auf diese Weise den Deklinationseffekt der F2-Schicht rechnerisch nachvollziehen wollte. Dabei bezog er jedoch in seine theoretischen Überlegungen den Einfluß von Neutralgaswinden nicht mit ein. Kohl, King und Eccles (1969) nahmen aber gerade die Neutralgasbewegungen als Ursache für den Deklinationseffekt der F2-Schicht an, wobei sie sich allerdings in ihren Berechnungen nur der zweidimensionalen Lösungsmethode, d.h. der Integration über die Zeit und entlang der Vertikalen, bedienten.

Dieser Abschnitt nun dient zunächst einmal dem Vergleich beider Deu-

tungsmöglichkeiten im Hinblick auf das unterschiedliche Verhalten des F2-Maximums als Folge von verschiedenen Deklinationswinkeln. Darüber hinaus stellte Goldberg (1966) aber auch Zusammenhänge zwischen Änderungen der maximalen Elektronendichte und Änderungen der Form der F2-Schicht fest. Daher schließt eine Untersuchung darüber an, inwieweit diese Zusammenhänge auch ohne Berücksichtigung von Neutralgaswinden erkennbar sind.

5.21 Das Verhalten des F2-Maximums

Um entscheiden zu können, welchen Anteil die Vorstellungen von Goldberg (1966) und von Kohl, King und Eccles (1969) an der Erklärung des Deklinationseffektes der F2-Schicht haben, empfiehlt es sich, vier verschiedene Lösungsmöglichkeiten zu betrachten. Die einfachste ist die Integration entlang der Vertikalen ohne Berücksichtigung des Neutralgaswindes. Sie dient als Vergleichsbasis für alle anderen drei Fälle. Die zweite Möglichkeit entspricht dem Vorschlag von Goldberg (1966), nämlich die quasi-dreidimensionale Lösung, aber ebenfalls ohne Berücksichtigung des Windes. Die dritte ist die Integration entlang der Vertikalen mit Einbeziehung der Neutralgasbewegung (Kohl, King und Eccles, 1969), und die vierte Möglichkeit ist die Verknüpfung der letzten beiden Fälle, nämlich die Integration entlang den Feldlinien mit Berücksichtigung des Neutralgaswindes.

In Abb. 19 sind für alle vier Lösungsmöglichkeiten die Tagesgänge von N_mF2 und h_mF2 während der Äquinoktien dargestellt. Die Tagesgänge für die ersten beiden Fälle ($\underline{v}_n = 0$) differieren nur so wenig, daß die entsprechenden Kurven in jeweils einer, nämlich der gestrichelten Kurve, zusammenfallen. Diese aber zeigt sowohl in N_mF2 als auch in h_mF2 für alle drei Deklinationen den gleichen Verlauf. Das heißt aber,

daß mit der quasi-dreidimensionalen Lösung der Deklinationseffekt nicht erklärt werden kann. Die Diffusion allein reicht also nicht aus um die erforderlichen Veränderungen im F2-Maximum zu erzeugen. Erst durch Berücksichtigung der Neutralgaswinde lassen sich deutliche Unterschiede in N_mF2 und h_mF2 zwischen den drei Deklinationen des Magnetfeldes feststellen, und zwar weist - entsprechend den Beobachtungen von Eyfrig (1962, 1963, 1964) - N_mF2 nachts für westliche sowie tagsüber für östliche Deklination größere Werte auf und der Tagesgang von h_mF2 ist phasenverschoben. Interessant ist, daß auch für

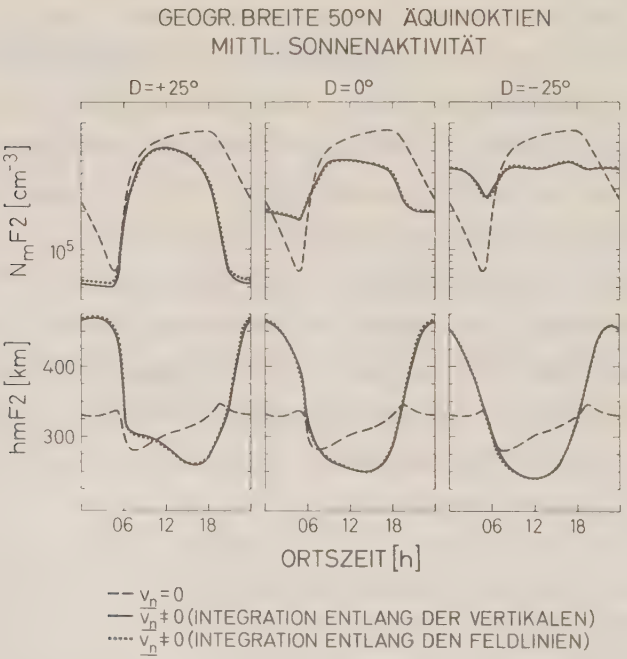

Abb. 19 Tageszeitliche Variationen von N_mF2 und h_mF2. Vergleich der Deklinationseffekte für die vier Lösungsmöglichkeiten.

$\underline{v}_n \neq 0$ die Unterschiede zwischen den beiden Integrationsarten äußerst gering sind. Der Einfluß der Neutralgasbewegungen verursacht Veränderungen des F2-Maximums, die um ein bis zwei Größenordnungen über denen lieger, die durch den Sonnenaufgangseffekt hervorgerufen werden. Wie wir noch sehen werden sind aber solch große Veränderungen zur Erklärung des Deklinationseffektes notwendig.

Zunächst aber wollen wir kurz betrachten, worauf die relativ große Wirkung der Neutralgaswinde beruht. Wir folgen hierbei der Darstellung von Kohl, King und Eccles (1969). Wie im Teilabschnitt 5.12 bereits beschrieben, dreht sich der Windvektor im Laufe eines Tages einmal um 360°. Auf der Nordhalbkugel der Erde geschieht dies im Uhrzeigersinn und auf der Südhalbkugel gegen den Uhrzeigersinn. Dabei zeigt der Vektor etwa gegen 14 Uhr Ortszeit polwärts und kurz nach 0 Uhr zum Äquator (vergl. Abb. 9). Diese horizontalen Neutralgaswinde bewegen aufgrund der Reibung mit den geladenen Teilchen das Ionengas entlang der Feldlinien, und zwar so lange, wie der Windvektor nicht senkrecht auf $\underline{B}$ steht. Dies ist jedoch zweimal am Tage der Fall, und der Zeitpunkt richtet sich natürlich nach der Lage des Magnetfeldes. Wenn wir einmal annehmen, daß die Richtung des Windvektors von $\underline{B}$ weitgehend unbeeinflußt bleibt, so bläst auf der Nordhalbkugel der Erde der Neutralgaswind für westliche Deklination eher senkrecht zum Magnetfeld als für östliche und auf der Südhalbkugel umgekehrt. In Abb. 20 sind 19 Uhr und 21 Uhr Ortszeit als Zeitpunkte angenommen worden, zu denen die zum Magnetfeld parallele Windkomponente gerade das Vorzeichen wechselt, d.h. die Abwärtsbewegung des Ionengases gerade in eine Aufwärtsbewegung übergeht. Der nächste Vorzeichenwechsel erfolgt dann am Vormittag, wobei zwischen östlicher und westlicher Deklination wiederum eine gewisse Zeitdifferenz (abhängig von den Deklinationswinkeln)

liegt. Das bedeutet aber, daß die vom Neutralgas verursachten Ionengasbewegungen durch die Deklination des Magnetfeldes eine Phasenverschiebung erfahren. Dies wirkt sich natürlich zunächst einmal in der Höhe des F2-Maximums aus, und tatsächlich läßt sich der Abb. 19 entnehmen, daß das tägliche Minimum von h_mF2 für D = $+25^0$ etwa bei 16 Uhr, für D = 0^0 etwa bei 14 Uhr und für D = -25^0 etwa bei 12 Uhr liegt und

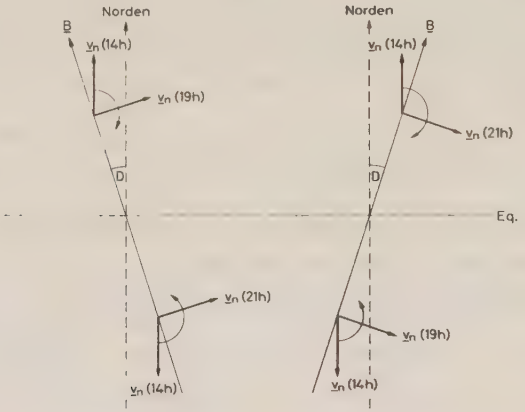

Abb. 20 Geometrie zur Erklärung der Phasenverschiebungen bei den durch Wind erzeugten Ionengasbewegungen längs den Magnetfeldlinien aufgrund unterschiedlicher erdmagnetischer Deklination für beide Hemisphären (Kohl, 1972).

das nächtliche Maximum von h_mF2 entsprechend um 2 Uhr, 0 Uhr und 22 Uhr erscheint. Ein früherer abendlicher Anstieg der F2-Schicht, wie er sich für westliche Deklination ergibt, bedeutet aber, daß die Verlustrate früher abnimmt und somit die nächtlichen N_mF2-Werte höher bleiben. Gegen Morgen, wenn bereits die Photoionisation einsetzt, beginnt nun aber auch die Abnahme von h_mF2 früher, so daß dann für östliche Deklination das F2-Maximum länger in einem Gebiet mit kleiner

Verlustrate bleibt und N_mF2 höher ist als für westliche Deklination.

Daß die zur Erklärung des Deklinationseffektes benötigten Höhenvariationen des F2-Maximums tatsächlich beobachtet werden, kann anhand zweier Stationen gezeigt werden, an denen sich die Deklinationswinkel des Magnetfeldes um 35° unterscheiden. Für diese beiden Stationen, nämlich St. John's (47.4°N, 52.4°W) und Adak (51.5°N, 176.4°W), sind in den Abbildungen 21, 22 und 23 für drei Jahreszeiten die berechneten und die beobachteten Tagesgänge von N_mF2 und h_mF2 dargestellt. Die beobachteten Monatsmittel wurden freundlicherweise vom World Data Center in Boulder (USA) zur Verfügung gestellt. Alle be-

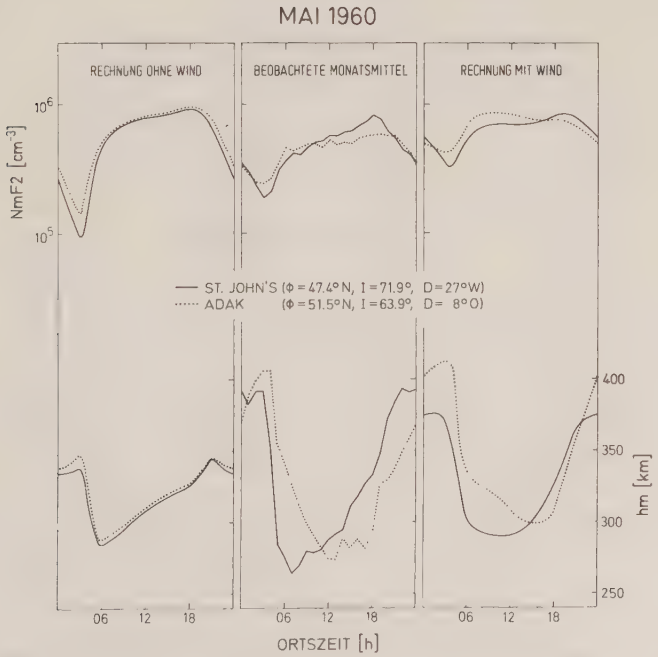

Abb. 21 Tageszeitliche Variation von N_mF2 und h_mF2 im Sommer an zwei Stationen mit unterschiedlicher erdmagnetischer Deklination.

rechneten Tagesgänge sind mit Hilfe der quasi-dreidimensionalen Lösungsmethode ermittelt worden.

Deutlich ist zu erkennen, daß bei Nichtberücksichtigung des Neutralgaswindes der tageszeitliche Verlauf sowohl von N_mF2 als auch von h_mF2 an beiden Stationen praktisch identisch ist, und zwar in allen drei Abbildungen. Die minimalen Differenzen sind auf die wenn auch geringen so doch vorhandenen Unterschiede in der geographischen Breite und Inklination des Magnetfeldes zurückzuführen, auf keinen Fall aber auf die Deklination des Magnetfeldes. Diese wirkt sich erst bei Berücksichtigung der Neutralgasbewegung in den Berechnungen aus, und

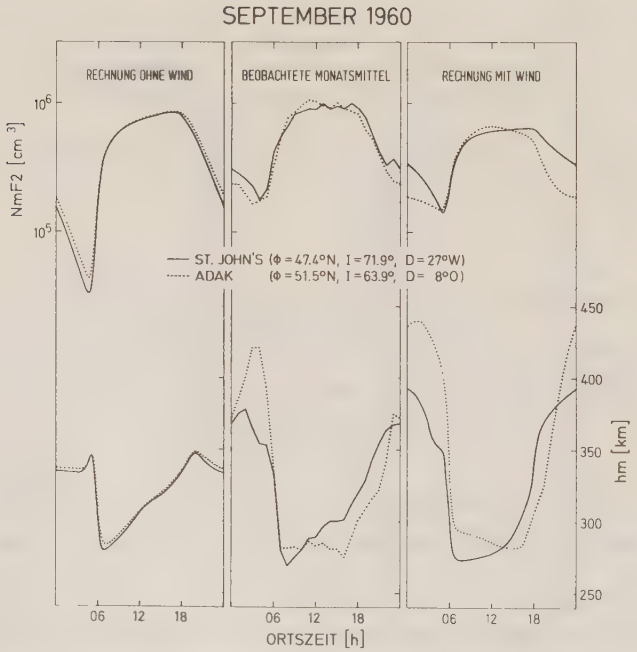

Abb. 22 Tageszeitliche Variation von N_mF2 und h_mF2 während der Äquinoktien an zwei Stationen mit unterschiedlicher erdmagnetischer Deklination.

die Übereinstimmung mit der Beobachtung zumindest in der Phase ist doch recht überzeugend. Die Übereinstimmung in den Absolutwerten ist für N_mF2 nicht zu erwarten gewesen, da in den Rechnungen nicht die Sommer/Winter-Anomalie der F2-Schicht berücksichtigt wird, die auf jahreszeitlich bedingte Zusammensetzungsänderungen der neutralen Atmosphäre zurückgeführt werden kann (z.B. Rishbeth und Setty, 1961; Wright, 1963; Rüster und King, 1973). Dagegen stimmen für h_mF2 auch die Absolutwerte recht gut überein, vor allem im Vergleich mit den Rechnungen ohne Wind.

Die Tatsache, daß die N_mF2-Werte in den rechten Bildspalten der Abbildungen 21-23 tagsüber immer niedriger und nachts immer höher sind

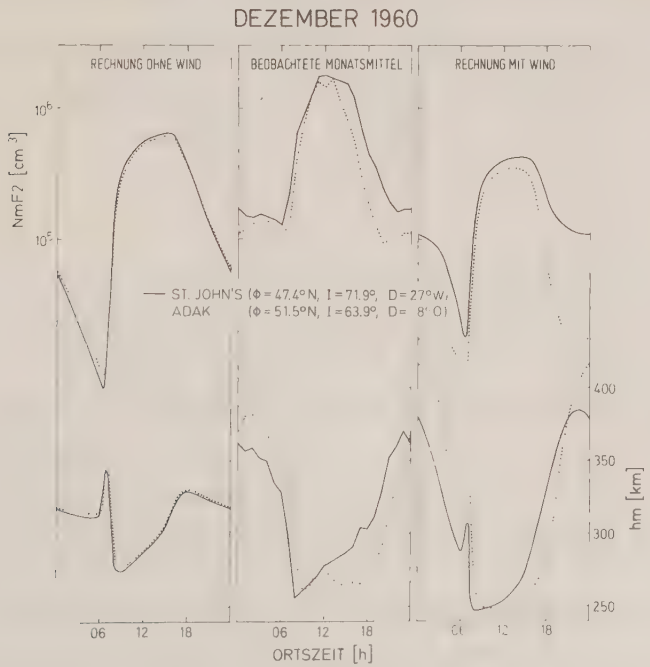

Abb. 23 Tageszeitliche Variation von N_mF2 und h_mF2 im Winter an zwei Stationen mit unterschiedlicher erdmagnetischer Deklination.

als in den linken Bildspalten, läßt sich mit der jeweiligen Richtung des Neutralgaswindes begründen. Nachts bläst dieser nämlich - wie bereits erwähnt - zum Äquator hin und damit die F2-Schicht nach oben, wo die Verlustraten gering sind, und tagsüber immer zu den Polen hin also die Schicht nach unten, wo die Verlustraten groß sind.

Nun läßt sich auch erklären, warum Stationen an erdmagnetisch konjugierten Punkten während der Äquinoktien unterschiedliches Verhalten zeigen, selbst bei identischer Deklination und Neigung des Magnetfeldes und entsprechender geographischer Breite. Da nämlich aufgrund des beschriebenen Windsystems eine östliche Deklination auf der Nordhalbkugel der Erde für die Ionosphäre dieselbe Bedeutung hat wie eine westliche Deklination auf der Südhalbkugel und umgekehrt (siehe Abbildung 20), kommt bei gleicher Deklination in beiden Hemisphären der Deklinationseffekt der F2-Schicht zum tragen, und dieser führt - wie ja gezeigt wurde - zum Teil zu erheblichen Unterschieden in N_mF2 und h_mF2.

5.22 Der Einfluß auf die Schichtform

Der letzte Teilabschnitt hat gezeigt, daß der in N_mF2 beobachtete Deklinationseffekt nicht durch Ungenauigkeiten beim Integrieren entlang der Vertikalen erklärt werden kann, sondern daß der Einfluß der Neutralgasbewegungen auf die tageszeitliche Variation des F2-Maximums die Hauptursache des Deklinationseffektes ist. Damit ist die entsprechende Vermutung von Goldberg (1966) weitgehend widerlegt.

In der gleichen Arbeit jedoch stellte Goldberg darüber hinaus einen Zusammenhang zwischen dem Verhalten der F2-Schicht oberhalb des Maximums und dem von N_mF2 für verschiedene Deklinationen des Magnetfeldes

fest, und zwar behauptete er, daß die Vertikalkomponente des logarithmischen Gradienten der Elektronendichte absolut gesehen sich entgegengesetzt zu N_mF2 verhält. Nimmt also N_mF2 ab, so nimmt $\frac{\delta \log N_e}{\delta z}$ zu und umgekehrt. Auch dieses Phänomen glaubte Goldberg mit Hilfe des dreidimensionalen Lösungsverfahrens theoretisch nachvollziehen zu können.

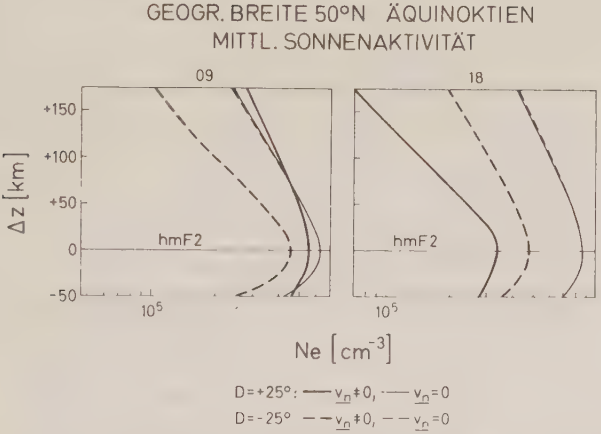

Abb. 24 Verhalten der mit h_mF2 normierten Schichtprofile für morgendliche und abendliche Verhältnisse auf der Nordhalbkugel der Erde. Vergleich zwischen den Rechnungen mit und ohne Neutralgaswind für östliche und westliche Deklination des Magnetfeldes.

In Abb. 24 sind die berechneten N(z)-Profile für D = $+25^{\circ}$ und D = -25° dargestellt, wobei die Rechnungen einmal mit und einmal ohne Berücksichtigung des Neutralgaswindes durchgeführt worden sind. Da wir den Verlauf der einzelnen Profile außerhalb des jeweiligen F2-Maximums vergleichen wollen, sind alle Maxima auf eine Höhe gezeichnet, obwohl

natürlich zum Teil erhebliche Unterschiede in h_mF2 bestehen (vergl. Abb. 19). Δz ist dann also die Differenz zwischen der betrachteten Höhe z und h_mF2. Die Lokalzeiten 9 Uhr und 18 Uhr sind nicht ganz willkürlich ausgewählt, denn um diese Zeit sind einmal relativ große Unterschiede in der Elektronendichte zwischen östlicher und westlicher Deklination zu erwarten, und zum anderen befindet sich das F2-Maximum im unteren Teil des Bereiches, in dem die elf Feldlinien die Vertikale schneiden.

Zunächst einmal fällt auf, daß für $\underline{v_n} = 0$ die Deklination des Magnetfeldes auf N_e kaum einen Einfluß hat. Zwar ist weit oberhalb des F2-Maximums eine Abweichung in N_e festzustellen, die in die gleiche Richtung erfolgt wie für $v_n \neq 0$, sie ist jedoch so klein, daß es schwierig ist sie in diesem Maßstab überhaupt zeichnerisch darzustellen. Ganz anders dagegen sieht es für die Berechnungen aus, bei denen der Einfluß der Neutralgasbewegung mit berücksichtigt wurde. Deutlich ist zu sehen, daß morgens die Abnahme der Elektronendichte mit zunehmender Höhe für westliche Deklination schneller als für östliche erfolgt und zugleich N_mF2 für östliche Deklination größer ist. Am Abend ist N_mF2 für östliche Deklination kleiner, und tatsächlich ist auch die Abnahme von N_e mit der Höhe größer als für westliche Deklination.

Dieser Zusammenhang zwischen N_mF2 und $\frac{\partial \log N_e}{\partial z}$ kann also nur dann rechnerisch nachgewiesen werden, wenn in den Berechnungen der Neutralgaswind berücksichtigt wird. Das wirft die Frage auf, welche Konsequenzen sich dadurch für die tageszeitliche Variation von N_e in konstanten Höhen ergeben.

Abb. 25 zeigt für die im vorigen Abschnitt bereits häufig betrach-

teten drei Höhen die Tagesgänge der Elektronendichte, wobei wie in Abb. 19 wiederum die vier Lösungsmöglichkeiten dargestellt sind. Die Differenzen zwischen zweidimensionaler und quasi-dreidimensionaler Lösung sind selbst für z = 500 km vernachlässigbar gering, obwohl

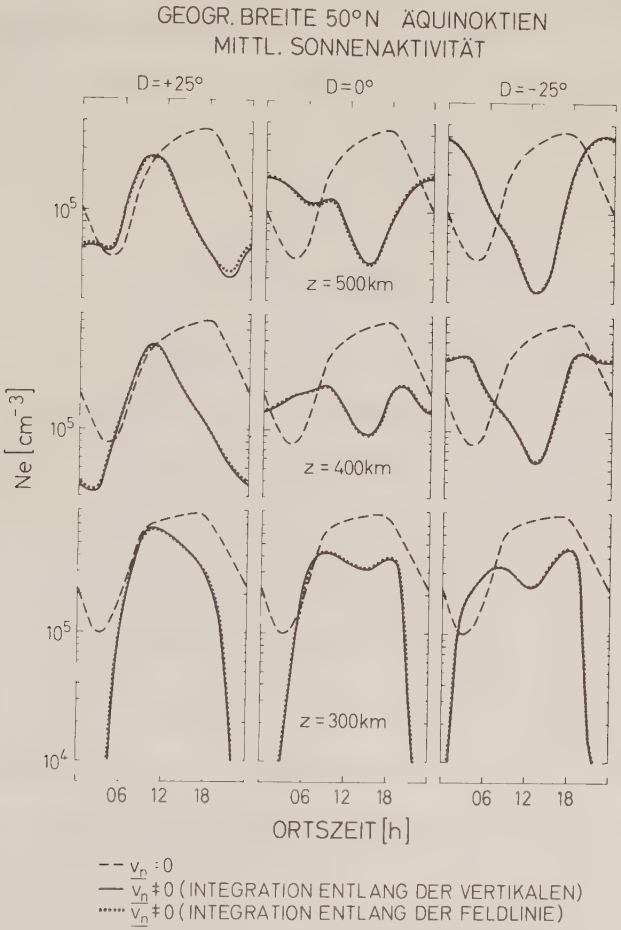

Abb. 25 Tageszeitliche Variation von N_e in drei konstanten Höhen. Vergleich der Deklinationseffekte für die vier Lösungsmöglichkeiten.

ΔN_e - wie in Abschnitt 5.1 gezeigt - mit wachsender Höhe zunimmt. Dagegen sind die Unterschiede zwischen den Rechnungen mit und ohne Neutralgaswind erheblich. Während sich nämlich für $\underline{v}_n = 0$ wiederum kaum ein Deklinationseffekt in N_e feststellen läßt, ist für $\underline{v}_n \neq 0$ der Einfluß der Deklination deutlich erkennbar und nimmt, wie zu erwarten war, mit der Höhe zu. Dabei stellt die Tatsache, daß die tageszeitliche Variation von N_e für die Rechnungen mit und ohne Wind vor allem für westliche Deklination gegenphasig ist, ein doch recht erstaunliches Ergebnis dar. Überdies betragen die Differenzen zwischen beiden Rechnungen zum Teil mehr als eine Größenordnung.

Nun liegen leider für den Bereich oberhalb des F2-Maximums noch keine durchgehenden Messungen für einen festen Ort vor. Um jedoch trotzdem entscheiden zu können, ob die durch Berücksichtigung des Neutralgaswindes ermittelten Tagesgänge von N_e in den drei festen Höhen realistisch sind, werden in dieser Arbeit die Auswertungen von Topside-Ionogrammen des Satelliten AlouetteI (Chan, Colin und Thomas, 1966) benutzt. Da AlouetteI ein nichtstationärer Satellit war, kommen für unsere Zwecke nur Stationen in Frage, die während eines Monats möglichst oft und vor allem zu verschiedenen Tageszeiten überflogen wurden. Da überdies während des Überfliegens auch Echolotungen durchgeführt sein müssen, läßt sich trotz der Vielzahl von Messungen letztlich doch nur ein einziges Gebiet ca. 1000 km westlich der Empfangs-Station Solant (Süd-Atlantik) finden, über dem vom 4. bis zum 24. März 1963 während 18 Umläufen des Satelliten insgesamt 115 Ionogrammmessungen durchgeführt wurden, und zwar für die Zeit von 0 bis 4 Uhr und von 10 bis 14 Uhr (Ortszeit). Die Mitte dieses Gebietes liegt ungefähr bei 53°S, 76°W und das Magnetfeld hat eine Inklination $I \approx -(50 \pm 10)^{\circ}$ sowie eine Deklination $D \approx +(20 \pm 10)^{\circ}$.

In Abb. 26 sind die über jeweils zwei Stunden gemittelten Werte der in 300, 400 und 500 km Höhe beobachteten Elektronendichten dargestellt und darüber hinaus die entsprechenden berechneten Tagesgänge von N_e einmal mit und einmal ohne Berücksichtigung der Neutralgasbewegung. Da die Rechnungen für ein Gebiet durchgeführt werden, das auf der Südhalbkugel der Erde liegt und östliche Deklination aufweist,

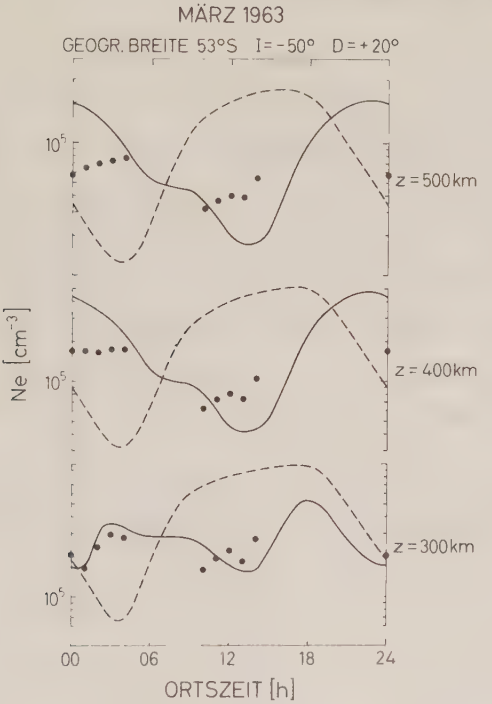

Abb. 26 Tageszeitliche Variation von N_e in drei konstanten Höhen für einen Ort auf der Südhalbkugel der Erde bei minimaler Sonnenaktivität. Vergleich der berechneten Tagesgänge mit beobachteten (gemittelten) Alouette I-Werten.

entsprechen die ermittelten Tagesgänge von N_e denen der Abbildung 25 mit $D = -25^{\circ}$, die ja für die nördliche Hemisphäre gelten. Die Abweichungen der Tagesgänge beim Vergleich beider Zeichnungen sind darauf zurückzuführen, daß einmal Unterschiede in der geographischen Breite und im Deklinationswinkel bestehen, vor allem aber die Sonnenaktivität 1963 ein starkes Minimum hatte, während in Abb. 25 mittlere Sonnenaktivität angenommen ist.

Da die beobachteten Elektronendichten sicherlich mit Ungenauigkeiten behaftet sind, erscheint eine solch starke Mittelung der Werte, wie sie für die Abb. 26 vorgenommen werden mußte, durchaus als zulässig. Dadurch ist aber andererseits eine absolute Übereinstimmung dieser Mittelwerte mit der Rechnung nicht zu erwarten gewesen. Dennoch ist eindeutig festzustellen, daß die beobachteten Elektronendichten in den betrachteten Höhen nachts größer sind als gegen Mittag, und dies zeigen die berechneten Tagesgänge von N_e nur, wenn die Neutralgaswinde in den Rechnungen berücksichtigt werden.

Damit ist gezeigt, daß mit dem Einfluß der Neutralgasbewegungen nicht nur der Deklinationseffekt des F2-Maximums erklärt werden kann, sondern darüber hinaus auch das Verhalten der F2-Schicht oberhalb des Maximums.

6. ZUSAMMENFASSUNG

Der erste Teil der Arbeit befaßt sich mit der Herleitung und numerischen Lösung des für die Berechnungen notwendigen Gleichungssystems, bestehend aus den Gleichungen eines Atmosphärenmodells, der Kontinuitätsgleichung für das Ionengas und den Bewegungsgleichungen dieses Plasmas. Da die üblichen Atmosphärenmodelle die Dichteverteilung des

Neutralgases nur als Funktion der Höhe liefern, während in dieser Arbeit auch Verteilungen längs einiger Feldlinien von Interesse sind, wird in den Untersuchungen das Jacchiasche Modell aus dem Jahre 1965 benutzt, das eine analytische Bestimmung von Temperatur und Dichte zuläßt. Durch empirische Veränderung einer Reihe von Konstanten in dem Modell werden die Temperaturen und damit auch die Dichten denen angepaßt, die sich aus dem neuesten Modell von Jacchia (1971) ergeben. Durch eine Integration über mehrere Feldlinien läßt sich dann der Sonnenaufgangs- und Sonnenuntergangseffekt in der gleichen Weise berücksichtigen wie durch das von Goldberg (1965, 1966) vorgeschlagene dreidimensionale Lösungsverfahren, das mit einem sehr viel größeren mathematischen Aufwand verbunden ist. Daher wird in der Arbeit dieses quasi-dreidimensionale Lösungsverfahren verwandt, das darüber hinaus den Vorteil hat, mit den gleichen Anfangs- und Randbedingungen auszukommen wie die Integration längs der Vertikalen. Außerdem kann in beiden Fällen das gleiche System von Differentialgleichungen benutzt werden. Der einzige Unterschied besteht zwischen den Integrationsvariablen, die verschiedene Richtung haben; aber auch hier besteht über geringfügige Umrechnungen ein einfacher Zusammenhang.

Das wichtigste Ergebnis der quantitativen Untersuchung des Sonnenaufgangs- und Sonnenuntergangseffektes ist zweifellos die Erkenntnis, daß die durch Integration entlang der Vertikalen auftretenden Fehler im N(z)-Profil der F2-Schicht nur sehr gering sind. So weicht die Elektronendichte im F2-Maximum tagsüber um weniger als 1% von den Werten ab, die sich durch Anwendung des quasi-dreidimensionalen Lösungsverfahrens ermitteln lassen. Bei Sonnenuntergang steigen diese Abweichungen im Sommer auf 2%, während der Äquinoktien auf 5% und im Winter auf 20% (dies sind jeweils die Höchstwerte!), bleiben nachts

weitgehend bestehen und werden bei Sonnenaufgang wieder abgebaut. Dabei ist der Sonnenaufgang meist mit einem stärkeren Effekt verbunden als der Sonnenuntergang. Allerdings werden die Berechnungen mit einer für mittlere geographische Breiten verhältnismäßig flachen Lage des Magnetfeldes ($I = 50^{\circ}$), durchgeführt. Für größere Inklinationen sind die Abweichungen nämlich kleiner. Unterhalb des F2-Maximums spielen sie ohnehin keine Rolle, oberhalb des Maximums nehmen sie mit der Höhe zu. Dies wie überhaupt das Differieren der N(z)-Profile läßt sich mit der Neigung der Schattengrenze und den damit verbundenen zeitlichen Verzögerungen im Einsetzen der Ionisierung auf den Feldlinien und auf der Vertikalen sowie mit dem Transport geladener Teilchen durch Diffusion und Neutralgaswind erklären. Dabei überwiegt gegenüber dem Einfluß der Diffusion der des Neutralgaswindes zum Teil um eine Größenordnung. Auf ihn sind auch letztlich die Unterschiede im Ausmaß der Abweichungen zwischen den verschiedenen Deklinationen des Magnetfeldes zurückzuführen.

Der Deklinationseffekt der F2-Schicht läßt sich jedoch mit Hilfe dieser Abweichungen nicht erklären, da sie bis zu zwei Größenordnungen kleiner sind als die von Neutralgaswinden verursachten Veränderungen der entsprechenden Parameter. Durch Berücksichtigung dieser Winde in den Berechnungen der tageszeitlichen Variationen der F2-Schicht lassen sich nämlich nicht nur die als Folge verschiedener Deklinationen beobachteten Phasenverschiebungen am Tagesgang von N_mF2 sondern auch die Höhenvariation des F2-Maximums sehr genau ermitteln. Der starke Einfluß der Neutralgaswinde auf das Verhalten des Ionengases beruht auf der Tatsache, daß die geladenen Teilchen durch Stöße mit den neutralen Teilchen zu Bewegungen entlang der Magnetfeldlinien gezwungen werden und die Richtung und Geschwindigkeit dieser Bewegungen von der

Lage des Magnetfeldes abhängt.

Außer im F2-Maximum selbst konnte Goldberg (1966) auch einen Deklinationseffekt der F2-Schicht oberhalb des Maximums abschätzen, und zwar ist beim Vergleich zweier Stationen mit unterschiedlicher Deklination die logarithmische Abnahme der Elektronendichte mit zunehmender Höhe immer dann stärker, wenn N_mF2 kleiner ist und umgekehrt. Es wird gezeigt, daß auch dieses Verhalten der F2-Schicht nur dann theoretisch nachvollzogen werden kann, wenn in den Rechnungen die Neutralgaswinde ihre Berücksichtigung finden. Der im Vergleich zu Berechnungen ohne Wind teilweise gegenphasige Verlauf von Tagesgängen der Elektronendichte in konstanten Höhen kann durch die aus Topside-Ionogrammen ermittelten Werte bestätigt werden.

Es ist somit gezeigt, daß alle mit dem Deklinationseffekt der F2-Schicht im Zusammenhang stehenden Veränderungen am N(z)-Profil weitgehend auf den Einfluß von Neutralgaswinden zurückgeführt werden können.

Die vorliegenden Untersuchungen wurden am Max-Planck-Institut für Aeronomie, Institut für Ionosphärenphysik, in Lindau/Harz durchgeführt.

Herrn Professor Dr. W. Dieminger, dem Direktor des Instituts, danke ich für die Arbeitsmöglichkeit und die großzügige Förderung dieser Dissertation. Im besonderen Maße gilt mein Dank Herrn Dr. H. Kohl, der die Arbeit anregte und verständnisvoll unterstützte. Herrn Dr. R. Rüster und Herrn Dr. P. Stubbe möchte ich herzlich für viele wertvolle Hinweise und Diskussionen vor allem aber für das ständige Interesse für meine Arbeit danken und ebenso Herrn Dr. J. Klostermeyer, der meine Arbeit stets aufmerksam verfolgte. Dankbar bin ich ferner Frau K. Kellner und Herrn K.-H. Schüddekopf für die Hilfe beim Erstellen der Zeichnungen.

Nicht zuletzt bin ich dem World Data Center in Boulder (USA) für die Bereitstellung von Ionogrammauswertungen zu Dank verpflichtet. Die umfangreichen numerischen Rechnungen wurden auf der Rechenanlage UNIVAC 1108 der Gesellschaft für wissenschaftliche Datenverarbeitung in Göttingen durchgeführt.

7. LITERATURVERZEICHNIS

Appleton, E.V.	1946	Two anomalies in the ionosphere. Nature 157, 691.
Bailey, D.K.	1948	The geomagnetic nature of the F2-layer longitudinal effect. Terr. Magn. Atmosph. Elec. 53, 35-39.
Becker, W.	1966	Die Temperatur der Exosphäre und die Ionosphäre. Kleinheubacher Berichte 11, 13-16.
Bothe, G.-P.	1971	Der Einfluß von O_2^+- und NO^+-Ionen auf die Struktur der F-Region der Ionosphäre. Diplomarbeit, Univ. Göttingen.
Bramley, E.N. Rüster, R.	1971	The effects of electric fields and ion drag in the middle-latitude F-region. J. Atmosph. Terr. Phys. 33, 269-274.
Burkard, O.	1941	Ein geomagnetischer Längeneffekt der F-Schicht-Ionisation. Zeitschrift für Geophysik 17, 51-56.
Chan, K.-L. Colin, L. Thomas, J.O.	1966	Electron densities and scale heights in the topside ionosphere. Nasa SP-3032, Vol. II.
Dalgarno, A. Mc Elroy, M.B. Walker, J.C.G.	1967	The diurnal variation of the ionospheric temperatures. Planet. Space Sci. 15, 331-345.
Dalgarno, A. Smith, F.J.	1962	The thermal conductivity and viscosity of atomic oxygen. Planet. Space Sci. 9, 1-2.
Dickinson, R.E. Geisler, J.E.	1968	Vertical motion field in the middle thermosphere from satellite drag densities. Monthly Weather Rev. 96, 606-616.
Dougherty, J.P.	1961	On the influence of horizontal motion of the neutral air on the diffusion equation of the F-region. J. Atmosph. Terr. Phys. 20, 167-176.
Evans, J.V.	1968	The heating of the protonosphere. Space Res. VIII, North-Holland-Publ., Amsterdam, 717-727.
Eyfrig, R.	1962	La déclinaison magnétique influence le comportement de la couche F2. C.R. hebd. Séanc. Acad. Sci., Paris 254, 534-536.

Eyfrig, R. 1963a The effect of the magnetic declination on the F2-layer. J. Geophys. Res. 68, 2529-2530.

Eyfrig, R. 1963b The effect of the magnetic declination on the F2-layer. Ann. Geophys. 19, 102-117.

Eyfrig, R. 1964 Zum Deklinationseffekt der F2-Schicht. Kleinheubacher Berichte 9, 175-183.

Ferguson, E.E. 1965 Positive ion-neutral reactions in the iono-
Fehsenfeld, F.C. sphere.
Goldan, P.D. J. Geophys. Res. 70, 4323-4329.
Schmeltekopf, A.L.

Geisler, J.E. 1966 Atmospheric winds in the middle latitude F-region. J. Atmosph. Terr. Phys. 28, 703-720.

Goldberg, R.A. 1965 Equatorial geomagnetic anomaly and its associated current system. J. Geophys. Res. 70, 5417-5424.

Goldberg, R.A. 1966 A theoretical model for the magnetic declination effect in the ionospheric F-region. Ann. Geophys. 22, 588-598.

Hinteregger, H.E. 1970 The extreme ultraviolet solar spectrum and its variation during a solar cycle. Ann. Geophys. 26, 547-554.

Hinteregger, H.E. 1965 Solar XUV radiation and neutral particle
Hall, L.A. distribution in July 1963 thermosphere.
Schmidtke, G. Space Res. V, North-Holland-Publ., Amsterdam, 1175-1190.

Jacchia, L.G. 1965 The temperature above the thermopause. Space Res. V, North-Holland-Publ., Amsterdam, 1152-1174.

Jacchia, L.G. 1971 Revised static models of the thermosphere and exosphere with empirical temperature profiles. Smithsonian Astrophys. Obs., Special Rep. 332.

King, J.W. 1965 Upper atmospheric winds and ionospheric
Kohl, H. drifts caused by neutral air pressure gradients. Nature 206, 699-701.

Kohl, H. 1963 The influence of neutral air on semidiurnal and diurnal drifts in the F-region. Proc. Intern. Conf. Ionosphere, Inst. of Physics and Physical Society, London, 198-202.

Kohl, H. 1970 Wind systems in the thermosphere. Space Res. X, North-Holland-Publ., Amsterdam, 550-560.

Kohl. H. 1972 Ein globales Windsystem in der Thermosphäre und sein Einfluß auf die F-Schicht der Ionosphäre. Habilitationsschrift, Univ. Göttingen.

Kohl, H. King, J.W. 1967 Atmospheric winds between 100 and 700 km and their effects on the ionosphere. J. Atmosph. Terr. Phys. 29, 1045-1062.

Kohl, H. King, J.W. Eccles, D. 1969 An explanation of the magnetic declination effect in the ionospheric F2-layer. J. Atmosph. Terr. Phys. 31, 1011-1016.

Maeda, K. Uyeda, H. Shinkawa, H. 1942 Differences of ionospheric conditions in the F2-region between two points laying in the same latitude but having different longitude (übersetzt). Reports of the Physical Institute for Radio Waves, Tokyo, Japan, Nr. 2.

Nicolet, M. 1945 Inst. Roy. Met. Belg. Mem. 19, 74.

Ranzi, I. 1939 Frequenze Critiche Ionospheriche Osservate a Roma dal Dicembre 1938 al Settembre 1939. Ric. Scient. 10, 926-929.

Rastogi, R.G. 1960 Some aspects of the F2-region at medium latitudes of the northern and southern hemisphere. Zeitschrift für Geophysik 26, 217-226.

Rishbeth, H. 1972 Thermospheric winds and the F-region: A review. J. Atmosph. Terr. Phys. 34, 1-47.

Rishbeth, H. Garriott, O.K. 1969 Introduction to Ionospheric Physics. Academic Press, New York and London.

Rishbeth, H. Setty, C.S.G.K. 1961 The F-layer at Sunrise. J. Atmosph. Terr. Phys. 20, 263-276.

Rüster, R. 1971a Solution of the coupled ionospheric continuity equations and the equations of motion for the ions, electrons and neutral particles. J. Atmosph. Terr. Phys. 33, 137-147.

Rüster, R. 1971b The relative effects of electric fields and atmospheric composition changes on the electron concentration in the mid-latitude F-layer. J. Atmosph. Terr. Phys. 33, 275-280.

Rüster, R. Dudeney, J.R. 1972 The importance of the non-linear term in the equation of motion of the neutral atmosphere. J. Atmosph. Terr. Phys. 34, 1075-1083.

Rüster, R. King, J.W. 1973 Atmospheric composition changes and the F2-layer seasonal anomaly. J. Atmosph. Terr. Phys. 35, 1317-1322.

Stubbe, P. 1968 Frictional forces and collision frequencies between moving ion and neutral gases. J. Atmosph. Terr. Phys. 30, 1965-1985.

Stubbe, P. 1969 Temperature dependence of the rate constants for the reactions $O^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + O$ and $O^+ + N_2 \rightarrow NO^+ + N$. Planet. Space Sci. 17, 1221-1231.

Stubbe, P. 1970 Simultaneous solution of the time dependent coupled continuity equations, heat conduction equations, and equations of motion for a system consisting of a neutral gas, an electron gas, and a four component ion gas. J. Atmosph. Terr. Phys. 32, 865-903.

Stubbe, P. Chandra, S. 1970 The effect of electric fields on the F-region behaviour as compared with neutral wind effects. J. Atmosph. Terr. Phys. 32, 1909-1919.

Thomas, G.R. Venables, F.H. 1967 The effect of diurnal temperature changes on the F2-layer. J. Atmosph. Terr. Phys. 29, 621-640.

Wright, J.W. 1963 The F-region seasonal anomaly. J. Geophys. Res. 68, 4379-4381.

Lebenslauf

Am 12. Februar 1944 wurde ich als Sohn des Finanzbeamten Hans-Joachim Bohnenstengel und seiner Ehefrau Gisela, geb. Bothe, in Schwientochlowitz, Krs. Kattowitz O/S, geboren.

Nach der Flucht im Jahre 1944 wohnten wir sieben Jahre in Dibbesdorf, einem kleinen Ort bei Braunschweig, wo ich im Frühjahr 1950 eingeschult wurde, und dann in Braunschweig selbst, wo ich im Frühjahr 1954 die Aufnahmeprüfung an der dortigen Gauß-Schule bestand. Von 1957 bis 1959 besuchte ich das Max-Planck-Gymnasium in Bielefeld und danach bis zum Abitur im Frühjahr 1964 den Naturwissenschaftlichen Zweig der Lutherschule in Hannover.

Im Anschluß an das Abitur verpflichtete ich mich für zwei Jahre bei der Bundeswehr, die ich nach Beendigung meiner Dienstzeit als Reserveleutnant verließ. Mein derzeitiger Dienstgrad ist Oberleutnant der Reserve.

Im Sommersemester 1966 begann ich an der Georg-August-Universität zu Göttingen mit dem Studium der Physik. Am 3. Februar 1969 bestand ich dort das Diplomvorexamen und am 15. Dezember 1971 die Diplomhauptprüfung. Meine Diplomarbeit mit dem Titel "Der Einfluß der O_2^+- und NO^+-Ionen auf die Struktur der F-Region der Ionosphäre" sowie die vorliegende Dissertation fertigte ich am Max-Planck-Institut für Aeronomie, Institut für Ionosphärenphysik, in Lindau/Harz an.

Nach der Scheidung meiner Eltern nahm ich am 11. Februar 1969 den Mädchennamen meiner Mutter - Bothe - an.

Seit dem 19. März 1969 bin ich mit Marianne Bothe, geb. Martin, verheiratet. Wir haben einen Sohn.